



Expériences de plasmonique quantique : dualité onde corpuscule du plasmon de surface et intrication entre un photon et un plasmon de surface.

Marie-Christine Dheur

► To cite this version:

Marie-Christine Dheur. Expériences de plasmonique quantique : dualité onde corpuscule du plasmon de surface et intrication entre un photon et un plasmon de surface.. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLO004 . tel-01325922

HAL Id: tel-01325922

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01325922>

Submitted on 2 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2016SACLO004

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY

préparée à

L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ECOLE DOCTORALE N° 572

Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

par

Marie-Christine DHEUR

Expériences de plasmonique quantique :
dualité onde corpuscule du plasmon de surface
et intrication entre un photon et un plasmon de surface

Thèse soutenue à Palaiseau, le 26 avril 2016

Composition du jury :

M. Aurélien Drezet	Rapporteur	Institut Néel
M. Cyriaque Genet	Rapporteur	Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaires (ISIS)
Mme Pascale Senellart	Présidente	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN)
M. Valéry Zwiller	Examineur	Institut royal de technologie (KTH)
M. Philippe Adam	Invité	Direction Générale de l'Armement/DS/MRIS
M. François Marquier	Invité	Laboratoire Charles Fabry
M. Gaétan Messin	Directeur de thèse	Laboratoire Charles Fabry
M. Jean-Jacques Greffet	Co-directeur de thèse	Laboratoire Charles Fabry

A ma chère famille ...

Remerciements

Il est difficile d'arriver à identifier toutes les personnes qui m'ont aidée et qui ont contribué de façon directe et/ou indirecte à produire ce manuscrit de thèse. Ce qui me paraît clair est que ce travail est le résultat de trois années et demie passées dans un cadre privilégié et où j'ai eu la chance d'être bien entourée à la fois professionnellement mais aussi dans ma vie personnelle. Cette expérience a été pour moi très enrichissante et épanouissante, et je souhaiterais à présent remercier toutes les personnes qui y ont largement contribué.

Pour commencer, je souhaiterais remercier mes encadrants de thèse de master de l'université technologique de Delft, Omar El Gawhary et Silvania Pereira, pour m'avoir communiqué leur enthousiasme et leur passion pour la recherche. C'est grâce à cette rencontre et à leurs encouragements que je me suis lancée dans l'aventure de la thèse de doctorat. Je suis alors retournée vers l'Institut d'Optique et plus précisément au laboratoire Charles Fabry où je me suis laissée tenter par une thèse en "plasmonique quantique" dans le groupe NaPhEl (Nanophotonique et Electromagnétisme). Je ne regrette absolument pas mon choix depuis et tiens à remercier Gaétan Messin, Jean-Jacques et François Marquier d'avoir accepté de me prendre en thèse et de m'avoir fait confiance sur ce projet.

Il est une personne à qui je dois énormément dans ce travail, une personne qui s'est fortement impliquée dans ma thèse du début à la fin et qui m'a accompagnée quotidiennement à la fois sur le plan scientifique et humain : il s'agit de François. Je souhaiterais lui exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance à travers un GRAND MERCI. En effet, j'ai beaucoup apprécié et appris de ses grandes qualités de pédagogue et ai bénéficié de ces nombreuses idées originales sorties du chapeau après 5 minutes de discussion sur des problèmes qui me préoccupaient depuis des heures. Il m'a inculqué une démarche scientifique expérimentale, a été mon interlocuteur privilégié face aux divers problèmes rencontrés au cours de ma thèse et a toujours trouvé les bons mots pour débloquer les situations. Il m'a aidé à trouver ma place au sein du groupe, m'a tout le temps encouragée et motivée, m'a aidé à prendre confiance en moi et est resté en permanence à mon écoute et disponible même lors de son séjour d'un an aux Etats-Unis. Bref, un GRAND MERCI à toi!!!

Je tiens également à remercier Jean-Jacques qui fut tout d'abord un professeur captivant puis un directeur de thèse disponible et stimulant. Une des caractéristiques de Jean-Jacques est d'être toujours prêt à être dérangé par ses doctorants. Sa porte est toujours ouverte pour que l'on puisse débouler et discuter des problèmes rencontrés dans la journée. Je tiens à remercier Jean-Jacques pour la confiance qu'il a placée en moi, pour son soutien et son apport scientifique, pour la diversité

des ressources qu'il a mis à ma disposition, pour sa disponibilité et sa réactivité, pour toutes les anecdotes marrantes qu'il partage à l'heure du midi et pour ces précieux conseils. Merci !

Gaétan m'a également souvent encouragée ou plutôt m'a souvent dit de ne pas me décourager face à l'avancement lent et laborieux de la mise en place d'un montage d'optique quantique. Ces encouragements m'ont permis de persévérer et les efforts furent salutaires. J'ai également beaucoup apprécié nos longues discussions où un même problème pouvait être analysé et retourné sous toutes ses coutures. Merci pour ton positivisme et pour nos discussions passionnantes !

J'aimerais à présent remercier sincèrement les membres de mon jury pour avoir accepté de relire mon travail et pour leur participation à ma soutenance. Ce fut pour moi un honneur et un grand plaisir d'échanger avec eux. Merci à Aurélien Drezet, Cyriaque Genet, Pascale Senellart, Valery Zwiller et Philippe Adam.

Ce travail est le fruit d'un projet qui a débuté il y a cinq ans. Ainsi, plusieurs personnes ont été impliquées dans ce projet depuis ses débuts. J'aimerais à ce titre remercier tous ceux qui ont directement participé à ce travail et qui ont permis l'obtention des résultats présentés dans ce manuscrit de thèse. Un grand merci à Eloïse Devaux et à Thomas Ebbesen de l'ISIS (Strasbourg) pour avoir cru dans le projet et avoir accepté de fabriquer les échantillons plasmoniques. Je tiens également à remercier Anne-Lise Coutrot pour les dépôts d'or et l'analyse AFM des échantillons mais aussi pour les discussions toujours plaisantes que nous avons pu avoir. Merci à Alexandre Baron qui a travaillé sur la caractérisation des échantillons avant mon arrivée dans le projet, à Jean-Paul Hugonin pour son amabilité et pour son aide incalculable dans les simulations des nanostructures plasmoniques, à Jean-Claude Rodier pour la mise en place des premiers codes et à Philippe Lalanne pour sa participation aux codes et pour son soutien toujours chaleureux. Pour finir, j'aimerais particulièrement remercier Benjamin Vest qui a repris la suite de mon travail de thèse. Grâce au recouvrement de nos périodes d'activité au sein de NaPhEl, à son enthousiasme, à sa motivation et à son dynamisme, je suis convaincue que la suite de l'exploitation des résultats est entre de bonnes mains ! C'est une grande chance et le remercie sincèrement de prendre la relève avec panache !

Ce travail a également beaucoup bénéficié de nombreuses discussions avec des chercheuses et des chercheurs curieux, compétents et simplement prêt à partager et aider. J'ai en effet eu la chance grâce à mes encadrants et au cadre du laboratoire Charles Fabry de pouvoir discuter et poser des questions à des experts dans leur domaine. Ces multiples interactions m'ont permis de mûrir mes idées, résoudre des problèmes, d'avancer dans ma compréhension ou tout simplement donner un cap à ce travail. A ce titre j'aimerais remercier toutes ces mains tendues avec le sourire, et plus spécifiquement celles d'Antoine Browaeys, de Philippe Grangier, d'Isabelle Zaquine, de Nicolas Dubreuil, d'Alexei Ourjountsev, de Nick Schilder et de Pascale Senellart.

Il est également fondamental pour moi de remercier le travail et la patience de tous ceux qui m'ont aidé à monter les différents éléments nécessaires à la réalisation des expériences plasmoniques. Un très grand merci à André Villing et à Frédéric Mouron qui m'ont secourue plus d'une fois pour comprendre et régler le système d'acquisition électronique des données !!! Merci d'avoir été aussi disponibles et curieux !

J'aimerais remercier André Guilbaud et Patrick Rothe pour leur gentillesse, leur enthousiasme, leur envie de partager leur passion et la qualité de leur travail en mécanique ! Un grand merci également à Christian Beurthe et Sophie Coumar qui ont réalisé deux éléments optiques de qualité pour l'expérience et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à interagir.

J'en arrive à présent aux personnes dont l'apport à ce travail est moins direct mais pas pour le moins précieux. Les premières personnes que j'aimerais remercier sont tous les naphéliens. Je me suis toujours sentie accueillie et soutenue au sein du groupe NaPhEl et ce fut un plaisir quotidien de venir travailler en dépit des déceptions expérimentales saisonnières. J'ai pu tisser des liens durables avec des personnes passionnantes ce qui contribue fortement à la richesse de l'expérience de cette thèse de doctorat. Un grand merci à Florian Bigourdan, Benjamin Habert, Mathieu Langlais, Daniele Costantini, Anthony Jouanin, Cheng Zhang, Emilie Sakat, Ilan Schlesinger, Léo Wojszwyk, Quentin Levêque, Mondher Besbes, Christophe Sauvart, Philippe Ben-Abdallah, Henri Benisty et Jean-Paul Hugonin.

J'aimerais tout particulièrement remercier Ioana Doyen et Nick Schilder. Je tiens à remercier Ioana pour m'avoir tendu la main dès mon arrivée dans la salle de "manip". Elle m'a aidée à me familiariser avec le matériel de laboratoire, m'a encouragée à prendre des initiatives et s'est toujours montrée prête à me rendre service. J'ai trouvé en elle du soutien, de l'enthousiasme pour le travail expérimental et un modèle de courage et d'affirmation. Merci beaucoup pour tes conseils ! Nick est aussi pour moi une rencontre précieuse. Il est une personne admirable, d'une extrême curiosité envers les sciences et les gens, prêt à aider à s'intéresser à tout, d'une grande générosité et plein d'ingéniosité. J'ai eu la chance de pouvoir travailler avec lui pendant un mois et demi au début de ma thèse et je lui suis reconnaissante de m'avoir aussi bien accueillie. Depuis, il n'a eu de cesse de suivre le projet et d'être un interlocuteur privilégié pour discuter des problèmes rencontrés ! Merci pour tous les bons moments de partagés : scientifiques et personnels !!!

Lors de ma thèse, j'ai eu la chance d'obtenir un service d'enseignement. Ce fut une expérience très enrichissante : à la fois lourde par le poids de la responsabilité qu'on y porte mais également très épanouissante et valorisante dans l'ouverture scientifique et humaine qu'elle offre. Je voulais remercier tout particulièrement Lionel Jacobowicz, Thierry Avignon, Cédric Lejeune et Nicolas Dubreuil qui ont d'abord été mes enseignants puis mes partenaires pédagogiques et avec qui j'ai passé de nombreux bons moments d'échange. L'enseignement des travaux dirigés d'électromagnétisme m'a permis de faire la connaissance de Diane Lauwick et de Jeanne Linares qui sont venues faire un stage par la suite auprès de moi. Passionnées et passionnantes, elles ont montré beaucoup de motivation et d'enthousiasme dans leur stage respectif et m'ont été d'une aide précieuse ! Merci !

J'aimerais remercier à présent les personnes qui m'ont permis d'avoir un bon équilibre de vie au cours de cette thèse, ce qui me semble tout à fait nécessaire pour mener à bien un projet comme celui-ci. J'aimerais remercier succinctement mais pas moins intensément tous mes amis dont le soutien indéfectible m'a été d'une grande aide et qui m'ont permis d'aller de l'avant en puisant du courage auprès d'eux : mes amis de la coloc' (avec les joies du dimanche soir et des déprimés entre thésards), mes amis du volley-ball (pour toutes les balles frappées chargées de frustrations expérimentales) mais également mes fidèles amies du lycée (pour leur écoute et leur enthousiasme).

J'aimerais tout particulièrement remercier Clémentine Bouyé dont je chéris l'amitié qui nous lie. Son soutien, sa générosité, sa joie de vivre et ses conseils ont été mes plus grandes armes et mes plus grandes bouées. Merci !

J'aimerais également remercier Valérian Giesz pour sa présence, pour ses conseils, pour son dynamisme communicatif et sa combattivité, mais aussi pour son bon coeur et sa générosité envers ses amis. Merci !

Je terminerais maintenant par ceux dont le soutien n'est plus à démontrer : je veux parler de ma famille. Ils ont toujours été pour moi un repère, une source et une ressource. J'ai conscience que l'entièreté de mon travail a été rendu possible grâce à leurs encouragements, à leur foi en moi et à leur amour. Je leur en suis profondément reconnaissante et les remercie pour tout.

Introduction

Les propriétés quantiques de la lumière et de la matière permettent l'émergence de nouvelles technologies (1; 2) et de nouveaux concepts d'application (3; 4). Leurs développements nécessitent de comprendre et maîtriser les interactions entre la lumière et la matière de façon à observer et utiliser les effets quantiques. Les cavités en électrodynamique quantique permettent l'étude de ces interactions en couplage fort et en couplage faible. En particulier, les atomes piégés dans des cavités constituent d'excellents systèmes pour étudier et comprendre les phénomènes mis en jeu (5). Ces cavités sont cependant très volumineuses et nécessitent beaucoup de moyens pour leur mise en place. Bien qu'elles permettent une réelle maîtrise des différents degrés de liberté de l'interaction, elles restent des instruments de laboratoire et sont loin d'être adaptées à une utilisation à grande échelle du point de vue technologique. Les progrès spectaculaires réalisés dans le domaine de la nanofabrication pendant ces trois dernières décennies font des nanotechnologies une solution envisageable. La nanophotonique quantique est ainsi un champ de recherche en plein essor (6; 7) qui étudie les propriétés quantiques de la lumière et son interaction avec la matière à la limite de la diffraction, c'est-à-dire avec des objets de dimensions caractéristiques de l'ordre de la longueur d'onde. Travailler à des échelles aussi petites permet de fortes interactions entre la lumière et la matière et la possibilité de maîtriser les propriétés de la lumière.

La plasmonique quantique (8) est une branche de la nanophotonique. Elle permet de réduire considérablement les volumes modaux et bien en dessous de la longueur d'onde en utilisant le confinement nanométrique du champ électromagnétique grâce aux plasmons de surface. Les plasmons de surface sont des modes existant à l'interface entre un métal et un milieu diélectrique. Il s'agit du couplage entre des oscillations collectives des électrons du métal et un champ électromagnétique. À la résonance plasmon, la densité locale d'état est fortement augmentée ce qui permet de confiner fortement les champs et d'obtenir des facteurs de Purcell importants. Ces résonances sont également accompagnées des pertes ohmiques inhérentes aux collisions des électrons dans le métal qui ne peuvent être négligées. Les plasmons de surface offrent donc un potentiel extraordinaire qu'il est faut apprendre à exploiter afin de contre-balancer l'effet des pertes. L'utilisation de plasmons de surface dans le cadre de la manipulation d'informations quantiques nécessite également de tester leurs propriétés quantiques. Leur caractère bosonique (9) présuppose qu'ils se comportent, du point de vue quantique, comme des photons et que les expériences fondamentales d'optique quantique sont reproductibles avec des plasmons de surface. De nombreux groupes se sont attelés à ce travail et ont déjà mis en avant la possibilité de produire des plasmons uniques (10), de préserver l'intrication après passage dans un canal plasmonique (11; 12; 13; 14), de réaliser des interférences à un (15) ou à deux plasmons (16; 14; 17; 18; 19).

Dans cette thèse, nous présentons deux expériences d’optique quantique appliquées aux plasmons de surface. Dans la première, nous démontrons expérimentalement la dualité onde-corpuscule d’un plasmon de surface unique (20) en utilisant la démarche de l’article de Philippe Grangier, Gérard Roger et Alain Aspect (21). Dans la deuxième, nous mettons en évidence les propriétés d’intrication entre un photon et un plasmon de surface. Nous avons mis au point divers outils propres à la réalisation de nos expériences : une plateforme plasmonique de manipulation des plasmons de surface, une source de photons uniques et une source de paires de photons intriqués ainsi qu’un système de détection de corrélations multi-ports.

Dans le premier chapitre, nous présentons les notions nécessaires à la lecture de ce manuscrit aussi bien en plasmonique qu’en optique quantique. Nous donnerons une définition du plasmon de surface (ou plus exactement du plasmon polariton de surface) et discuterons brièvement de sa relation de dispersion et de ses propriétés physiques. Ces propriétés spécifiques trouvent de nombreuses applications dans le domaine du bio-médical, de l’imagerie, de la spectroscopie, de la détection de composés chimiques, dans la miniaturisation des composants pour des circuits d’information ou encore dans le domaine de l’énergétique. Nous en discuterons succinctement. Nous nous intéresserons ensuite à la notion de degrés de cohérence quantique de la lumière et étudierons le lien entre degré et statistique des photons de la lumière. Nous discuterons également de trois expériences fondamentales de l’optique quantique qui sont à la base des principaux procédés et tests de l’information quantique : l’expérience d’Hanbury Brown et Twiss (22; 23) (HBT), l’expérience d’Hong-Ou-Mandel (24) (HOM) et le test des inégalités de Bell (25). Elles seront reprises dans nos expériences avec les photons et avec les plasmons de surface. Nous présenterons enfin les enjeux et les défis que doit relever la nanophotonique afin d’apporter des améliorations aux problèmes actuels dans la réalisation de protocoles quantiques et dans la mise en place de systèmes d’information quantique. Nous terminerons par l’apport de la plasmonique dans ces améliorations à travers un état de l’art de la plasmonique quantique.

Les développements technologiques nécessaires à la réalisation de nos expériences d’optique quantique avec les plasmons seront expliqués dans les chapitres 2 et 3. Le chapitre 2 reprend la conception, la fabrication, la caractérisation et l’amélioration d’une plateforme plasmonique nécessaire à la manipulation des plasmons. Elle est constituée de nanostructures gravées sur un film d’or déposé sur une lamelle de verre. Trois composants essentiels sont développés : un convertisseur photon-plasmon directionnel, un découpleur de plasmon en photon et une séparatrice plasmonique. Ces divers composants ont été conçus à l’aide de codes développés au laboratoire Charles Fabry basés sur une méthode modale de Fourier (26; 27). Plusieurs échantillons ont été réalisés sur des modèles très similaires de dispositifs afin de parfaire le procédé de fabrication et comprendre les écarts initiaux entre simulations et mesures expérimentales de caractérisation des composants. Nous n’évoquons que deux échantillons dans le chapitre 2, l’échantillon 3 et l’échantillon 9. Il s’agit des deux échantillons sur lesquels les expériences de plasmonique quantique ont été réalisées. L’échantillon 3 a été fabriqué avant le début de ma thèse. Il est constitué de coupleurs et de découpleurs performants mais les séparatrices ne sont pas optimisées et les pertes de l’échantillon sont élevées. Cet échantillon est cependant suffisant pour observer des effets d’interférences plasmoniques, bien que les conditions ne soient pas optimales. Il a servi à réaliser les expériences sur la dualité onde-corpuscule du plasmon de surface. L’échantillon 9 montre plusieurs progrès par

rapport à l'échantillon 3, entre autres : une amélioration du rapport signal à bruit et un meilleur équilibrage des séparatrices plasmoniques. Il permet également de tester la conception et la fabrication de séparatrices dont les pertes ont été modulées afin de donner un degré supplémentaire sur le signal des interférences plasmoniques réalisables sur la plateforme. L'échantillon 9 est utilisé pour réaliser les expériences d'intrication photon-plasmon.

Le troisième chapitre explique et détaille la mise en place d'une source de paires de photons utilisant la conversion paramétrique dans un cristal non linéaire de Titanyl Phosphate de Potassium périodiquement inversé (PPKTP) ainsi que la programmation d'une puce FPGA (Field Programmable Gate Array) pour la détection de corrélation rapide sur plusieurs voies d'entrée du système. Nous y donnons la mise en place du montage optique ainsi que le réglage d'une telle source et sa caractérisation. Pour la partie électronique, nous décrivons le matériel utilisé ainsi que la logique de programmation utilisée pour configurer la puce FPGA afin de détecter les diverses corrélations issues des événements de photodétection perçus par nos photodiodes à avalanche.

Dans le chapitre 4, nous nous attaquons à la réalisation d'une expérience d'optique quantique que nous transposons aux plasmons de surface : la dualité onde-corpuscule. Nous suivons pour ce faire la démarche des expériences de Grangier, Roger et Aspect de 1986 (21). Dans un premier temps, nous mettons en place une source de photons annoncés en nous servant de la source de paire de photons et du système de détection développés dans le chapitre 3. Nous caractérisons la nature de la source en évaluant la fonction d'autocorrélation en intensité à délai nul à l'aide d'un montage du type HBT. Nous observons un dégroupement des photons preuve de l'unicité des photons de la source annoncée. Nous utilisons cette même source pour générer des plasmons en convertissant les photons en plasmons via la plateforme plasmonique décrite dans le chapitre 2 et effectuons à nouveau l'expérience HBT directement sur les plasmons. Ceux-ci présentent le même comportement de dégroupement ce qui traduit le caractère insécable et donc corpusculaire du plasmon de surface. Finalement, nous utilisons la séparatrice plasmonique pour réaliser des interférences plasmoniques dans un interféromètre de Mach-Zehnder (MZ) en régime de plasmon unique. Nous observons alors des franges d'interférences issues de la superposition des modes plasmoniques révélant ainsi le caractère ondulatoire du plasmon de surface. Nous finissons par discuter l'effet des pertes au niveau de la séparatrice plasmonique et l'effet de processus déphasants sur la longueur de cohérence des plasmons.

Dans le cinquième et dernier chapitre nous effectuons une mise en évidence expérimentale de l'intrication d'un photon avec un plasmon. Pour cela nous partons d'une source de photons intriqués en polarisation basée sur la superposition de paires au niveau d'une séparatrice et sur la post-sélection des paires intriquées par la détection de corrélations. Nous caractérisons notre source en mesurant le paramètre de Bell. Pour intriquer un photon à un plasmon, nous séparons spatialement les photons des paires intriquées en un photon corroboratif et un photon test. Nous envoyons le photon corroboratif (ou photon d'annonce) vers un polariseur avant qu'il ne soit détecté. Le photon test est envoyé dans un interféromètre de Mach-Zehnder (MZ) utilisant la plateforme développée dans le chapitre 2. Dans cet interféromètre, la première séparatrice est constituée d'un cube séparateur de polarisation et la deuxième est une séparatrice plasmonique. Suivant l'état de polarisation incident sur l'interféromètre, une seule ou les deux voies du Mach-Zehnder sont

excitées. L'intrication de la source et du photon corroboratif avec le plasmon test permettent alors de contrôler l'état d'interférences plasmoniques en sortie du montage en fonction de la mesure de l'état de polarisation du photon corroboratif. Nous montrons également qu'un mélange statistique de paires de photons de polarisations croisées ne peut donner de tels résultats expérimentaux mais qu'en revanche un état intriqué photon-plasmon le peut. De plus, nos mesures expérimentales des visibilités des franges d'interférences pour l'état intriqué suivent une dépendance avec l'angle du polariseur d'annonce qui est en bon accord avec le modèle théorique. Nous caractérisons ensuite expérimentalement l'état des paires en fin de montage après conversion des photons en plasmons puis en photons (dans l'hypothèse d'un état pur) et montrons que l'état mesuré reste une superposition d'états non factorisables.

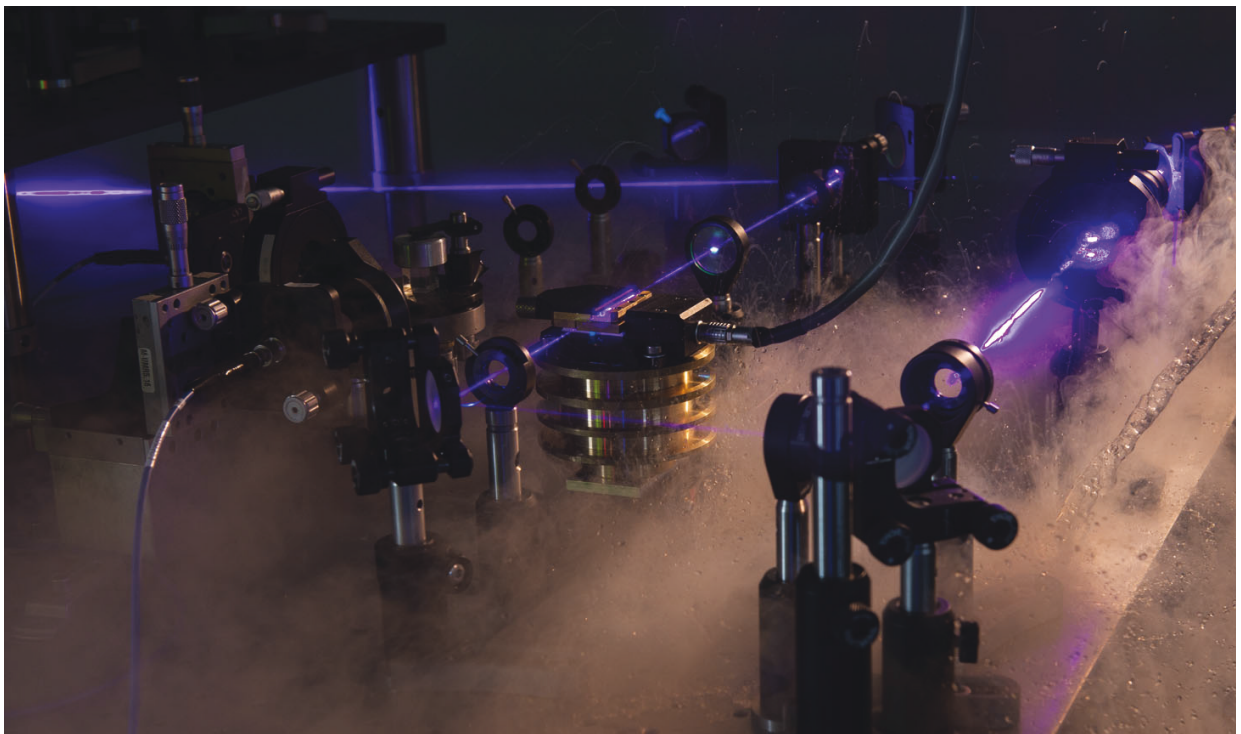


FIGURE 1 — Photographie du montage expérimental : source paramétrique de paires de photons générés dans un cristal de Titanyl Phosphate de Potassium pompé avec un laser continu à 403 nm.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	9
Table des matières	12
1 Plasmonique Quantique	17
1.1 La plasmonique	18
1.1.1 Modes d'une interface	19
1.1.2 Les plasmons de surface	22
1.1.3 Les propriétés des plasmons de surface	25
1.1.4 L'état de l'art et les applications de la plasmonique	27
1.2 Quelques concepts d'optique quantique	30
1.2.1 La cohérence quantique	31
1.2.2 Expériences fondamentales de l'optique quantique	35
1.3 La nanophotonique au service de l'optique quantique	41
1.3.1 La nanophotonique quantique	42
1.3.2 La plasmonique quantique	43
1.4 Résumé	50
2 Une plateforme intégrée pour la plasmonique quantique	53
2.1 Les briques élémentaires de la manipulation des plasmons	54
2.1.1 Contraintes et moyens	54
2.1.2 Le convertisseur directionnel de photon en plasmon	55
2.1.3 La séparatrice plasmonique	57
2.1.4 Les fentes débouchantes de découplage	59
2.1.5 Bilan	59
2.2 Montage de caractérisation des échantillons plasmoniques	60
2.2.1 Cahier des charges du montage optique	60
2.2.2 Montage expérimental et procédure d'alignement	62
2.2.3 Evaluation des pertes du système	66
2.3 Caractérisation de l'échantillon 3	67
2.3.1 Présentation	67
2.3.2 Mesures et résultats	69

2.3.3	Bilan	74
2.3.4	Divergences entre simulations et fabrication	75
2.4	Echantillon 9	77
2.4.1	Conception des séparatrices des composants 3 et 4	78
2.4.2	Analyse en face-avant de l'échantillon 9	81
2.4.3	Différence de phase ϕ_{rt} des séparatrices	87
2.5	Résumé	90
3	Source de paires de photons et système d'acquisition à haut débit	93
3.1	La source de paires de photons	94
3.1.1	Montage expérimental de la source	94
3.1.2	Fluorescence paramétrique dans le cristal de KTP	97
3.1.3	Indiscernabilité des photons issus des paires	104
3.1.4	Bilan sur la source de paires	106
3.2	Le système d'acquisition et de traitement des données	107
3.2.1	Le matériel électronique	107
3.2.2	Programmation de la puce FPGA	111
3.2.3	Résolution du système	114
3.2.4	Automatisation et interface utilisateur	118
3.3	Résumé	118
4	Dualité onde-corpuscule du plasmon de surface	121
4.1	La source de photons annoncés	122
4.1.1	Principe de la source de photons annoncés	122
4.1.2	Mesure de la statistique de photon et fonction d'autocorrélation en intensité	123
4.1.3	Statistique de la source de photons annoncés	124
4.2	Dualité onde-corpuscule des photons uniques annoncés	128
4.2.1	Caractérisation de la source de photon unique	128
4.2.2	Modélisation de la fonction d'autocorrélation dans l'expérience	130
4.2.3	Interférences à un photon unique	132
4.2.4	Bilan	134
4.3	La dualité onde-corpuscule du plasmon de surface unique	134
4.3.1	Caractérisation de la statistique de plasmons uniques	135
4.3.2	Interférences à un plasmon unique	136
4.4	Analyse des interférences à un plasmon unique	138
4.4.1	Différence des offsets sur les voies A et B	138
4.4.2	Différence de visibilité des franges	139
4.4.3	Influence de la séparatrice sur le déphasage entre les franges	142
4.4.4	Modélisation de la séparatrice utilisée dans l'expérience	143
4.4.5	Comparaison des temps de cohérence du photon et du plasmon	144
4.5	Résumé	146
5	Intrication photon-plasmon	147

5.1	Source de photons intriqués post-sélectionnés	148
5.1.1	Etats intriqués en polarisation	148
5.1.2	Source de photons intriqués post-sélectionnés	148
5.1.3	Montage expérimental et réglages de la source intriquée	150
5.1.4	Caractérisation de la source de photons intriqués	153
5.1.5	Bilan	161
5.2	Mise en évidence de l'intrication photon-plasmon	161
5.2.1	Montage expérimental de l'expérience d'interférences	162
5.2.2	Etude théorique	163
5.2.3	Expériences et résultats	166
5.2.4	Caractérisation de l'état intriqué dans l'interféromètre plasmonique	172
5.3	Résumé	175
Conclusion		177
Appendices		179
A Lien entre les pertes et les phases des facteurs r et t		181
B Constantes et abréviations		183
Références		183

Chapitre 1

Plasmonique Quantique

Le sujet de cette thèse se trouve à la jonction entre deux domaines : la plasmonique et l'optique quantique. La plasmonique est le nom générique que l'on donne au champ d'étude des phénomènes liés aux plasmons polaritons de surface ou localisés. Ces derniers sont issus d'un couplage entre des oscillations collectives des électrons dans un métal et un champ électromagnétique. Dans un métal, les électrons de conduction peuvent être vus comme un gaz d'électrons libres sans interaction entre eux (un plasma) possédant des modes d'excitations élémentaires à des énergies données (ou quanta). Le terme "plasmon" qui décrit un quantum de plasma vient de l'analogie avec le photon qui représente un quantum de lumière. Le terme polariton désigne le couplage de l'onde acoustique des électrons avec le champ électromagnétique lié au déplacement des charges par rapport à la matrice ionique du métal. Nous nous intéressons plus particulièrement dans ce manuscrit aux plasmons polaritons de surface (que l'on appelle plasmons de surface) se propageant le long d'une interface plane entre un métal et de l'air. Les champs électromagnétiques associés aux plasmons de surface peuvent être très confinés et modifient fortement la densité locale d'état (28), ce qui permet d'agir efficacement sur l'interaction entre la lumière et la matière.

D'un autre côté, l'optique quantique est l'étude des propriétés de la lumière à l'échelle du photon unique. De ce domaine est née l'information quantique qui exploite les propriétés quantiques de la lumière pour dépasser les performances classiques. Pour mettre en place des réseaux d'information, il est nécessaire de développer toutes les briques élémentaires d'un système, c'est-à-dire des mémoires quantiques et des interfaces de traitement de l'information constitués de modulateurs quantiques, d'interrupteurs quantiques ou de transistors quantiques. La lumière interagissant faiblement avec l'environnement, l'un des principaux défis des communications quantiques est de maîtriser l'interaction entre la lumière et la matière de façon précise et efficace.

La nanophotonique, grâce au confinement des champs par ses nanostructures compactes et facilement intégrables, permet d'améliorer significativement l'interaction entre la lumière et la matière. Les nanostructures métalliques, par l'excitation de résonances plasmoniques accroissent les capacités de confinement et permettent d'exalter fortement les champs. Cependant, la présence d'effets dissipatifs dans le métal joue un rôle qu'il ne faut pas négliger. Ces pertes peuvent être étudiées, compensées et même minimisées avec du travail de conception, tout en préservant les atouts majeurs des plasmons. La plasmonique quantique est un domaine qui résulte du mariage entre ces

deux domaines (8). Elle regroupe plusieurs thématiques telles que l'amélioration des interactions photon-atome artificiel, le développement de circuits ultra-compacts plasmoniques pour les réseaux de communication quantique, l'étude des effets de la quantification des niveaux d'énergie des électrons avec le changement d'échelle et finalement l'exploration des propriétés quantiques des plasmons. Mon sujet de thèse s'inscrit plus particulièrement dans cette dernière thématique.

Nous allons ainsi développer dans ce chapitre les concepts généraux et les principales propriétés des plasmons et plus particulièrement des plasmons de surface. Nous établirons un rapide tour d'horizon des diverses applications bénéficiant des résonance plasmoniques. Puis, nous développerons les notions de degrés de cohérence quantique et passerons en revue trois expériences fondatrices de l'optique quantique : l'expérience d'Hanbury Brown et Twiss, les interférences d'Hong-Ou-Mandel et le test des inégalités de Bell. Nous finirons par discuter des progrès technologiques en nanophotonique dans le domaine de l'électrodynamique quantique, pour conclure avec un éventail des découvertes et avancées réalisées en plasmonique quantique.

1.1 La plasmonique

Avant de parler plus spécifiquement du plasmon de surface nous allons nous intéresser à l'objet hybride qu'est le plasmon polariton. Il s'agit d'une excitation élémentaire des électrons dans un métal couplée à un champ électromagnétique. On peut comprendre ce couplage simplement en considérant une nanoparticule métallique illuminée par un champ électrique exciteur. Le métal peut être modélisé comme une matrice d'ions fixes accompagné d'un nuage d'électrons libres car les électrons sont plus mobile que les ions. Ces électrons peuvent osciller collectivement et l'énergie de l'excitation se trouve alors alternativement sous forme électromagnétique (électrons au plus loin du réseau d'ions et vitesse des électrons nulle) et sous forme cinétique (vitesse des électrons maximale et moment dipolaire nul), d'où le couplage entre une onde acoustique de la densité électronique et une onde électromagnétique. On parle de plasmon (quantum d'oscillation d'un plasma d'électron) polariton afin de traduire le couplage entre les deux types d'ondes.

Nous nous intéresserons dans ce manuscrit plus particulièrement aux plasmons polariton de surface ou plus communément nommé plasmon de surface, c'est-à-dire au même phénomène de couplage entre la densité électronique d'électrons et le champs électromagnétique mais confiné à la surface des métaux. En effet, les résonances des plasmons polaritons pour des objets métalliques de taille macroscopique ont lieu à des énergies très élevées ($5 - 30\text{eV}$) car elles mobilisent l'entièreté des électrons afin de créer une oscillation collective. En revanche, les plasmons de surface qui sont confinés aux interfaces mobilisent un nombre moindre d'électrons. Leur fréquence de résonance est donc inférieure et correspond au domaine du visible ou proche UV.

Nous nous proposons dans cette section de déterminer les modes plasmoniques de surface à partir des équations de Maxwell, puis d'établir la relation de dispersion du plasmon de surface. Ensuite, nous étudierons les différentes propriétés des plasmons de surface et nous ferons un tour non exhaustif des différentes applications qui en découlent.

1.1.1 Modes d'une interface

Comme il s'agit d'une solution couplée de la densité électronique avec le champ électromagnétique à une interface diélectrique-métal, nous pouvons trouver les résonances en adoptant deux approches : soit en cherchant le mode de la densité de charge en partant des équations de l'hydrodynamique (29), soit en cherchant le champ électrique solution des équations de Maxwell où les effets de la densité électrique sont contenus dans la constante diélectrique du métal. Nous allons adopter l'approche optique dans cette section (30; ?).

Tout d'abord nous allons nous intéresser aux solutions des équations de Maxwell donnant lieu à des modes de surface confinés sans aucune hypothèse sur la nature des milieux en jeu.

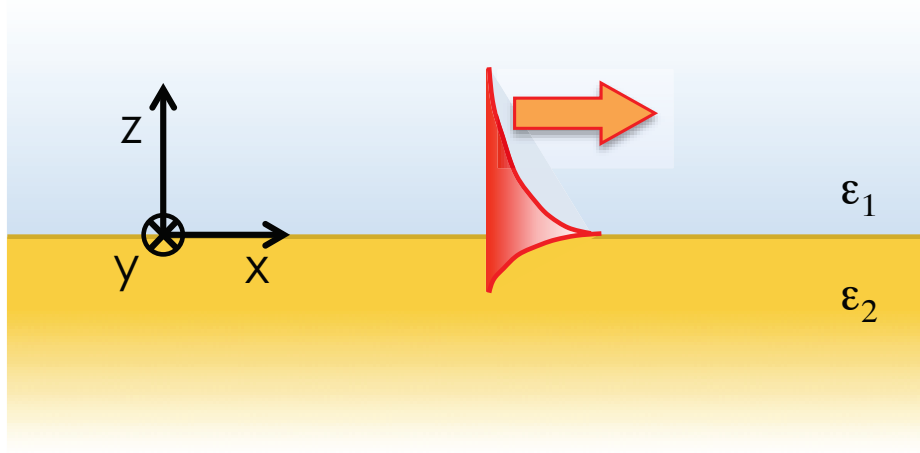


FIGURE 1.1 – Onde de surface se propageant à l'interface entre deux milieux : un milieu défini par $z > 0$ de permittivité ϵ_1 et un milieu défini par $z < 0$ de permittivité ϵ_2 .

Nous considérons un espace divisé en deux sous-espaces semi-infinis de matériaux différents : un milieu défini par $z > 0$ de permittivité ϵ_1 et un milieu défini par $z < 0$ de permittivité ϵ_2 (cf. Fig. 1.1). Pour simplifier les notations, nous allons restreindre l'espace au plan (Oxz), le problème étant invariant par rotation dans le plan (Oxy). Nous supposons par la suite que les milieux dans chaque demi-espace et caractérisés par leur susceptibilité χ sont linéaires ($\chi \sim \chi^{(1)}$), homogènes ($\epsilon(r, \omega) \sim 1 + \chi = \epsilon(\omega)$), non magnétiques ($\mu = \mu_0$) et isotropes (χ est scalaire). Nous partons des équations de Maxwell dans la matière pour chacun des milieux j ($j \in \{1, 2\}$) et nous cherchons les solutions homogènes (résonances) aux équations de Maxwell permettant la propagation d'un mode confiné le long de la surface, c'est-à-dire de la forme :

$$\mathbf{E}_1(x, z, t) = \mathbf{E}_1 e^{i(\alpha x + \gamma_1 z - \omega t)} \quad (1.1)$$

$$\mathbf{E}_2(x, z, t) = \mathbf{E}_2 e^{i(\alpha x - \gamma_2 z - \omega t)} \quad (1.2)$$

avec

$$\gamma_j = i \sqrt{\left(\alpha^2 - \epsilon_j \frac{\omega^2}{c^2}\right)^2} \quad (1.3)$$

et $\mathcal{Im}(\gamma_j) > 0$ pour vérifier le confinement de part et d'autre de la surface.

Seul le champ \mathbf{E} de polarisation transverse magnétique est solution des équations de Maxwell et satisfait les relations de continuité à l'interface. On peut ainsi écrire les champs \mathbf{E}_j ($j \in \{1, 2\}$) sous la forme suivante :

$$\mathbf{E}_j = E_{jx}\mathbf{e}_x + E_{jz}\mathbf{e}_z \quad (1.4)$$

où \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_z sont des vecteurs unitaires des axes x et z .

En se servant de $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, on en déduit que :

$$\begin{aligned} \alpha E_{1x} + \gamma_1 E_{1z} &= 0 \\ \alpha E_{2x} - \gamma_2 E_{2z} &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

avec $\epsilon_j \neq 0$.

Les relations de continuité à l'interface ($z = 0$) de la composante parallèle de \mathbf{E} et de la composante orthogonale de \mathbf{D} donnent :

$$E_{1x} - E_{2x} = 0 \quad (1.6)$$

$$\epsilon_1 E_{1z} - \epsilon_2 E_{2z} = 0 \quad (1.7)$$

Nous nous retrouvons finalement avec le système d'équation que vérifient les inconnues E_{1x} , E_{2x} , E_{1z} et E_{2z} :

$$\alpha E_{1x} + \gamma_1 E_{1z} = 0 \quad (1.8)$$

$$\alpha E_{2x} - \gamma_2 E_{2z} = 0 \quad (1.9)$$

$$E_{1x} - E_{2x} = 0 \quad (1.10)$$

$$\epsilon_1 E_{1z} - \epsilon_2 E_{2z} = 0 \quad (1.11)$$

On trouve par élimination que la condition d'existence du plasmon de surface est :

$$\epsilon_1 \gamma_2 + \epsilon_2 \gamma_1 = 0 \quad (1.12)$$

En combinant (1.12) et (1.3), on obtient la relation de dispersion du mode de surface décrit par la composante longitudinal α du vecteur d'onde. Pour le mode trouvé, on change la notation de α en K_x :

$$K_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (1.13)$$

et :

$$\gamma_j^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_j^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (1.14)$$

Pour obtenir (1.13), nous sommes partis de 1.12 que nous avons réécrit comme $\epsilon_1^2 \gamma_2^2 = \epsilon_2^2 \gamma_1^2$. Dans cette opération, nous avons perdu l'information sur le signe contenue dans $\epsilon_1 \gamma_2 = -\epsilon_2 \gamma_1$. Ceci aura son importance par la suite dans la représentation de la relation de dispersion du plasmon.

Pour obtenir l'expression $K_x = f(\omega)$, nous pouvons procéder de deux façons : soit on considère que le vecteur K_x est complexe et ω est réel, soit on prend ω complexe et K_x réel. Dans un premier temps nous prenons K_x complexe. La partie réelle de K_x nous donne donc le vecteur d'onde de l'onde se propageant à la surface et la partie imaginaire de K_x traduit l'atténuation du champ le long de la surface. Nous pouvons donc définir une longueur de propagation δ_x telle que $\delta_x = 1/\mathcal{I}m(K_x)$. Cette valeur dépend fortement des pertes dans le matériau et est typiquement de l'ordre de quelques micromètres pour les métaux nobles dans le visible. Elle diminue lorsque l'on s'approche de la fréquence $\omega/\sqrt{2}$ car l'essentiel de l'énergie du plasmon se trouve dans le métal qui comporte des pertes. De plus, comme nous allons le voir dans nos expériences, la longueur de propagation peut être considérablement réduite à cause de pertes radiatives de l'énergie dues à un phénomène de diffusion causée par la rugosité de la surface. En pratique, dans les expériences, la longueur de propagation de l'onde de surface est préférentiellement définie par rapport à la décroissance de l'intensité du champ ce qui a pour conséquence de changer la définition d'un facteur 2 : $d_{xI} = 1/2\mathcal{I}m(K_x)$.

De plus, les constantes γ_j sont purement complexes de façon à avoir un champ confiné à l'interface. On peut donc définir les longueurs de confinement δ_{zj} du champ dans les milieux 1 et 2 respectivement par :

$$\delta_{zj} = \frac{1}{\mathcal{I}m(\gamma_j)} \quad (1.15)$$

Aux longueurs d'ondes visibles, δ_x est de l'ordre de quelques microns alors que les longueurs de confinements δ_{zj} sont de l'ordre de la dizaine de nanomètres dans un métal et de la centaine de nanomètre dans un milieu diélectrique comme l'air (29). On remarque aussi que pour les milieux diélectriques, le confinement a lieu parce que $K_x^2 > \mathcal{R}e(\epsilon)\omega^2/c^2$. Pour des grands K_x nous avons donc $\delta_z = 1/\mathcal{I}m(\gamma) \sim 1/K_x$ ce qui implique que les grands vecteur d'onde K_x sont fortement confinés.

Il est important de préciser à ce stade que les équations (1.13) et (1.14) sont les modes de surface entre les milieux 1 et 2 et qu'aucune hypothèse n'a été faite pour l'instant sur les valeurs des permittivités. On remarque toutefois que pour satisfaire (1.12), il faut que ϵ_1 et ϵ_2 aient des signes opposés.

On peut également trouver la relation de dispersion (1.3) à partir du facteur en réflexion de l'interface. En effet par définition, un mode de l'interface est une résonance du système linéaire étudié (ici, une interface). On a $E_r^{s,p} = r_{s,p}E_{inc}^{s,p}$ où $r_{s,p}$ est la réponse linéaire de l'interface à une excitation $E_{inc}^{s,p}$. Par définition de la résonance propre, les modes du système sont les champs $E_r^{s,p}$ finis obtenus en considérant que $E_{inc}^{s,p}$ tend vers zéro. On doit donc chercher les conditions pour lesquelles les facteurs $r_{s,p}$ tendent vers l'infini, c'est-à-dire les pôles du facteur en réflexion.

Pour une interface, le système linéaire est décrit par les facteurs de Fresnel pour les polarisations

transverse magnétique (notée TM ou p) et transverse électrique (notée TE ou s) :

$$r_s = \frac{\mu_2\gamma_1 - \mu_1\gamma_2}{\mu_2\gamma_1 + \mu_1\gamma_2} \quad (1.16)$$

$$r_p = \frac{\mu_1\epsilon_2\gamma_1 - \mu_2\epsilon_2\gamma_2}{\mu_1\epsilon_2\gamma_1 + \mu_2\epsilon_2\gamma_2} \quad (1.17)$$

$$(1.18)$$

où μ_j est la perméabilité du milieu $j \in \{1, 2\}$. Pour les solutions TM, on retrouve bien la relation (1.12). On trouve de même une relation similaire pour la polarisation TE qui n'est réalisable que si μ_1 et μ_2 ont des signes opposés. Dans le domaine optique, la plupart des matériaux ne sont pas magnétiques, il n'est donc pas possible d'exciter d'onde de surface en polarisation transverse électrique dans cette gamme de fréquences.

1.1.2 Les plasmons de surface

Pour qu'un mode de surface existe, il faut satisfaire la condition (1.12). Nous avons notamment vu que cela impliquait la présence d'un des deux milieux avec une permittivité négative. Il s'agit d'une particularité des métaux aux longueurs d'onde optiques. Nous allons maintenant considérer le cas où le milieu 1 est un diélectrique et le milieu 2 est un métal. Les ondes de surface se propageant entre les deux milieux sont alors appelées des plasmons de surface. Nous nous intéressons maintenant à la relation de dispersion pour le mode du plasmon de surface mais pour cela nous devons commencer par trouver un modèle analytique pour décrire la constante diélectrique du métal. Le modèle choisi est le modèle de Drude.

Modèle de Drude

Le modèle de Drude est basé sur une description du métal tel un nuage d'électrons sans interaction entre eux, ne subissant que des collisions avec une fréquence $\Gamma = 1/\tau$ où τ est le temps de relaxation des électrons excités (de l'ordre de 10 fs pour les métaux aux fréquences visibles).

Il se déduit du principe fondamental de la dynamique appliqué aux électrons libres (30) :

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m_e \Gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} = e \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}. \quad (1.19)$$

où e et m_e sont la charge et la masse effective des électrons libres. E_0 et ω sont l'amplitude et la fréquence angulaire d'un champ exciteur du métal. Le terme d'amortissement traduit les collisions entre les électrons dans le gaz $\Gamma = v_F/l$ où v_F est la vitesse de Fermi des électrons et l est le libre parcours moyen entre deux collisions. Ce modèle nous permet de déduire la permittivité relative ϵ_r définie par rapport au vecteur induction électrique \mathbf{D} par $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma(\omega)\omega} \quad (1.20)$$

$\omega_p = \sqrt{ne^2/m_e\epsilon_0}$ est la fréquence plasma qui traduit la fréquence du mode d'oscillation de la densité de charge n dans le milieu.

Pour finir, le modèle de Drude fournit une représentation fiable de la constante diélectrique des métaux dans l'infrarouge mais présente des insuffisances pour les longueurs d'onde proches de visible. En effet, il est alors nécessaire de prendre en compte les transitions interbandes qui offrent des canaux de pertes supplémentaires et changent significativement la constante diélectrique relative ϵ_r . De plus, le modèle de Drude ne prend pas en compte les effets non locaux de dispersion spatiale (Landau damping et l'écrantage des charges sur la longueur de Thomas-Fermi).

La relation de dispersion

Nous allons tracer la relation de dispersion avec un modèle de Drude sans perte ($\Gamma = 0$) de façon à pouvoir discuter d'une formule analytique relativement simple et tirer l'essence de la relation de dispersion du plasmon. Cependant, il faudra garder en mémoire que proche de la fréquence de résonance, les pertes ne peuvent pas être négligées et l'illustration du modèle de Drude sans perte ne reflète pas correctement la réalité.

En remplaçant la permittivité du métal avec le modèle de Drude sans pertes, on trouve que le vecteur d'onde associé au plasmon de surface k_{sp} s'écrit ainsi en combinant (1.13) et (1.20) :

$$k_{sp} = n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{(1 + \epsilon_1)\omega^2 - \omega_p^2}} \quad (1.21)$$

avec $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ l'indice optique du milieu 1.

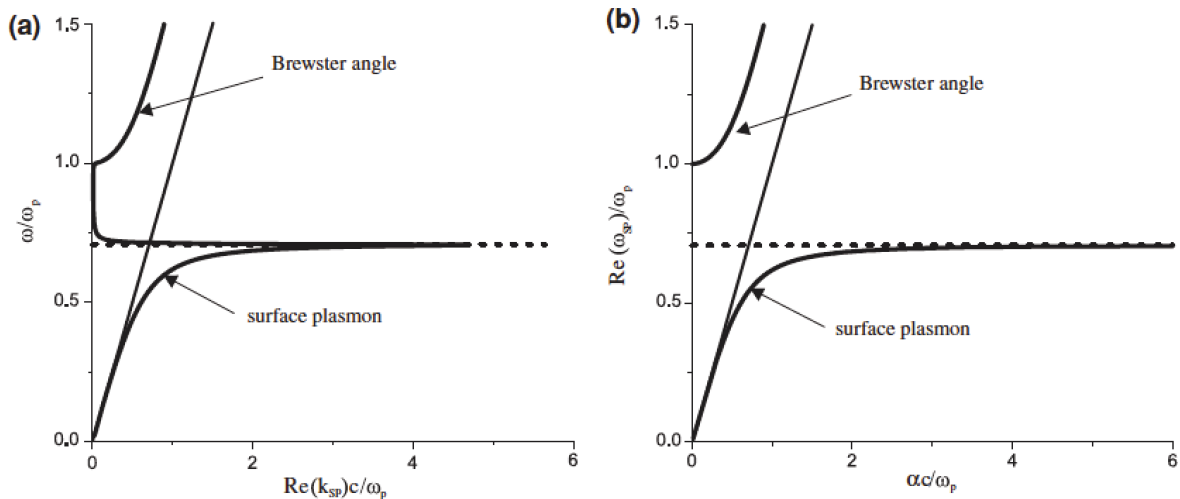


FIGURE 1.2 — Tracés de la relation de dispersion du plasmon de surface en résolvant pour des fréquences réelles ω avec des vecteur d'onde planaires complexes k_{sp} (a) et en résolvant pour des vecteur d'onde planaires réels α mais des fréquence complexes ω_{sp} (b).

Cette constante de propagation k_{sp} est tracée en fonction de la pulsation ω dans la figure 1.2.

Comme évoqué au paragraphe précédent, la résolution de l'équation (1.13) peut être faite de deux façons : pour des fréquences réelles mais avec des k_{sp} complexes (Fig. 1.2 (a)) ou pour des fréquences complexes mais avec des vecteurs d'onde α (Fig. 1.2 (b)). Ces deux représentations donnent lieu à deux interprétations physiques du comportement plasmonique que nous discuterons un peu plus tard.

Quelle que soit la représentation de la relation de dispersion, on constate qu'il y a deux branches dans la courbe de dispersion. Une branche pour des fréquences supérieures à ω_p et une autre pour des fréquences inférieures $\omega_p/\sqrt{2}$. Pour des pulsations $\omega > \omega_p$, le métal prend une permittivité positive réelle et se comporte alors comme un diélectrique du point de vue optique. Dans cette configuration, toute la lumière se propage dans le milieu 2 et cela correspond au phénomène connu sous le nom d'angle de Brewster pour lequel le milieu est transparent aux champs TM. La branche inférieure à $\omega_p/\sqrt{2}$ traduit la relation de dispersion du plasmon. Elle se trouve sous la ligne du cône de lumière définie par $\omega = \alpha c$. Ainsi, un champ incident dans l'air ($\epsilon_1 = 1$) n'est pas capable de se coupler au mode plasmonique car $\omega/c < \text{Re}(k_{sp})$. Dans la représentation de la figure (b), la relation de dispersion tend vers une asymptote à $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$. Il s'agit de la fréquence de résonance du plasmon de surface, c'est-à-dire la fréquence à laquelle on peut exciter efficacement la densité électronique du métal couplé à un mode électromagnétique de l'interface.

Les ondes latérales

Il existe d'autres ondes de surface qu'il est nécessaire de bien identifier afin de les différencier clairement des plasmon polaritons de surface de ces dernières.

Les ondes latérales (ou ondes quasi-cylindriques) sont des ondes de surface que l'on trouve en modélisant un dipôle électrique émettant au voisinage d'une interface. Dans le cas des ondes quasi-cylindrique, le dipôle est placé dans le milieu d'indice le plus élevé (ici le milieu 2). Le champ du dipôle se décompose sur une base d'ondes planes qui arrivent sur l'interface avec des angles d'incidence spécifiques. Pour tout angle d'incidence supérieur à l'angle critique ($\arcsin(n_2/n_1)$), l'onde plane réfractée possède un vecteur d'onde dans le plan de l'interface compris entre $n_1\omega/c$ et $n_2\omega/c$ afin de satisfaire les conditions limites. Cela implique que la composante du vecteur d'onde normale au plan dans le milieu 1 est forcément imaginaire et que l'onde est évanescence dans le milieu diélectrique. L'onde plane incidente au delà de l'angle critique donne ainsi naissance à une onde confinée qui se propage le long de l'interface. Pour établir l'existence de cette onde de surface, il n'a pas été nécessaire de supposer que l'un des deux milieux soit métallique. Cette onde surface n'est donc pas un plasmon de surface mais correspond à un mode de surface entièrement électromagnétique. Il est donc essentiel de bien distinguer ces deux modes dans l'étude de phénomènes plasmoniques. Il nous faudra ainsi vérifier la nature des modes excités dans le cadre de nos expériences.

Plasmons de surface localisés

Nous allons évoquer maintenant rapidement le cas des plasmons de surface localisés afin de mieux comprendre le potentiel complet de la plasmonique. Néanmoins, ces derniers ne nous concernent pas dans le cadre des expériences réalisées dans cette thèse. Les plasmons de surface décrits précédemment sont fortement localisés dans les directions normales à la surface. Mais il est également possible d'exciter des résonances de plasmons de surface dans des nanostructures, telles des nanofils (localisation en 2 dimensions) ou des nanoparticules (localisation en 3 dimensions). Pour déterminer les modes de telles structures, il faut repartir de l'équation d'Helmholtz pour chaque milieu et appliquer les conditions limites aux structures. Dans le cas particulier de ces nanostructures, il est possible de résoudre ces équations dans la limite quasi-statique, c'est-à-dire en négligeant les effets des retards dans le potentiel électrique et en considérant que tous les dipôles des structures oscillent en phase. Cette approximation n'est valide que quand la taille des structures est inférieure à $d = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{\epsilon_{metal}}}$. La résolution rigoureuse des champs pour ces deux structures se trouvent dans la référence (30).

1.1.3 Les propriétés des plasmons de surface

Les plasmons de surface ont suscité ces dernières années un grand intérêt comme nous allons le voir par la suite. La raison vient des propriétés tout à fait remarquables des plasmons dont nous allons dresser un bref aperçu dans cette section.

Fort confinement des champs

Un des principaux atouts des résonances plasmoniques est de pouvoir confiner le champ sur de très faibles distances. Il est toutefois utile de préciser qu'il y a deux formes de confinement : le confinement de part et d'autre de l'interface (en épaisseur) et le confinement dans le plan de l'interface (latéral). Nous avons déjà mentionné les échelles de confinement en épaisseur mais le confinement qui offre un grand potentiel est le confinement latéral.

Le confinement latéral est lié à la résolution spatiale maximale du plasmon, c'est-à-dire la plus petite distance sur laquelle le champ peut varier d'un demi-cycle. Dans le cas d'un champ monochromatique ω dans le vide, la relation de dispersion donne $\alpha \leq k = \omega/c$. Les propriétés des transformées Fourier nous donnent $\Delta x \Delta \alpha \geq 2\pi$. On trouve donc que la résolution latérale en x est bornée par $\Delta x \geq \lambda/2$. Or, la relation de dispersion du plasmon de la figure 1.2 (b) nous permet en théorie d'atteindre des valeurs de α bien supérieures au vecteur d'onde ω/c ce qui permet des confinements latéraux très grands.

Les plasmons de surface localisés à l'aide de nanostructures métalliques permettent également d'obtenir des confinements bien supérieurs à la longueur d'onde, de l'ordre de la dizaine de nanomètre selon les structures. Dans ces situations, le confinement du champ est dicté par la géométrie de la structure, mais l'utilisation du mode plasmonique permet au champ de décroître très rapidement en dehors du métal (décroissance en $1/r^3$). En dépit des petites dimensions de la particule

qui possède donc un moment dipolaire relativement faible, l'excitation résonante à la fréquence plasmon permet d'exalter le champ et de combiner localisation et champ intense.

Les effets sur la densité locale d'état

La densité d'état $\rho(\omega)d\omega$ quantifie le nombre d'états électromagnétiques (ou modes) dont la pulsation est comprise dans l'intervalle $d\omega$. Elle est reliée au temps de vie d'un émetteur par la règle d'or de Fermi qui nous donne un lien direct entre le taux de relaxation γ_{if} d'une transition d'un état $|\psi_i\rangle$ vers un état $|\psi_f\rangle$ et l'hamiltonien d'interaction en jeu dans la transition (H') :

$$\gamma_{if}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\langle \psi_f | H' | \psi_i \rangle|^2 \rho(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.22)$$

Ainsi, en augmentant la densité locale d'état, on augmente le taux d'émission de l'émetteur. Il est donc utile de s'intéresser aux moyens d'augmenter localement la densité d'état. Une augmentation de la densité locale d'états (LDOS pour l'anglais Local Density Of States) se traduit dans la relation de dispersion par une région plate. On a alors un grand nombre de modes qui se retrouvent dans un petit intervalle $d\omega$ de pulsations, c'est-à-dire une forte densité locale d'état. Les cristaux photoniques présentent des fortes densité locale d'états ce qui donne lieu à des singularités de Van Hove dans leur relation de dispersion (Fig. 1.3). Ils permettent de confiner le champ et ne présentent pas (ou peu) de pertes. Malgré ces deux avantages, leur relation de dispersion présente un nombre de modes fini car limité à la zone de Brillouin du cristal (cf. Fig1.3.a). Ainsi la densité d'état est certes importante mais limitée. Dans le cas du plasmon de surface, le champ est confiné également mais la relation de dispersion tend vers une asymptote et le nombre de modes proches de la résonance est beaucoup plus grand (cf. Fig.1.3.b). Ainsi, la densité locale d'état pour le plasmon est plus importante de plusieurs ordre de grandeur par rapport à celle des cristaux photoniques.

Une autre façon d'augmenter la densité d'état proposée par Purcell est d'utiliser une cavité monomode. Il montre ainsi que l'on peut augmenter le taux d'émission d'un émetteur par rapport au taux d'émission de l'émetteur sans cavité d'un facteur F_p (facteur de Purcell (31)) défini comme le rapport entre la densité locale d'état dans la cavité normalisée par la densité d'état dans le vide :

$$F_p(\lambda) = \frac{\text{LDOS}(\text{structure})}{\text{LDOS}(\text{vide})} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V} \lambda^3 \quad (1.23)$$

où Q est le facteur de qualité de la cavité et V le volume du mode de cavité.

Il semble alors intéressant de faire des cavités plasmoniques qui utilisent le fort confinement du plasmon de surface pour réduire fortement le terme V et ainsi d'augmenter significativement F_p . Il faut cependant noter que les pertes intrinsèques aux résonances plasmoniques ne permettent pas des facteurs de qualité très élevés. Cependant, en étudiant et en optimisant les différents paramètres de la cavité plasmonique, il est largement possible de compenser la qualité médiocre de la cavité par des volumes modaux extrêmement faibles.

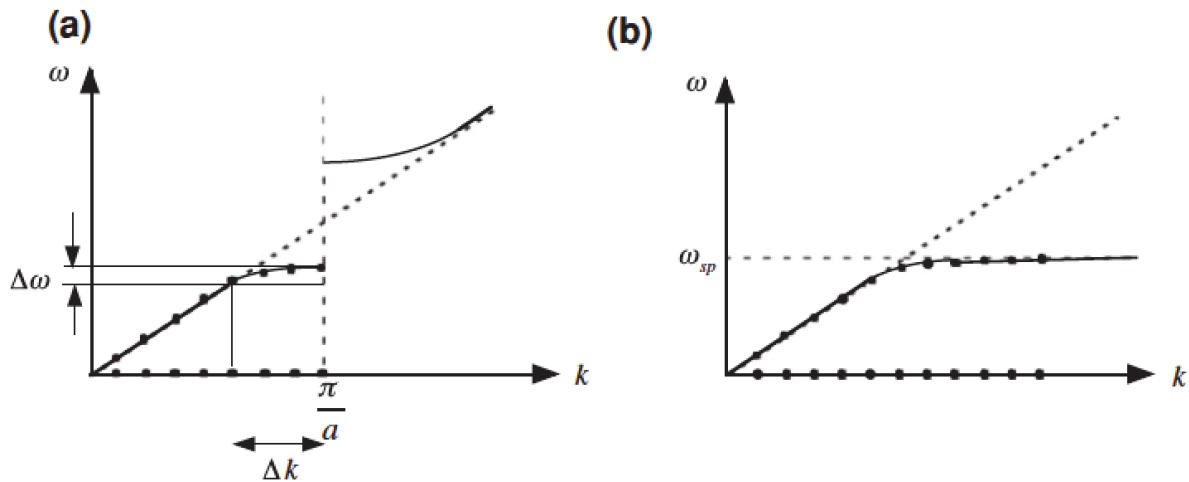


FIGURE 1.3 – La figure (a) représente la relation de dispersion d'un cristal photonique de période a . La bande inférieure s'aplanit à l'approche de la limite de la première zone de Brillouin (π/a). Chaque point représente un mode dans la relation de dispersion, il y a donc un nombre fini de modes. La figure (b) représente la relation de dispersion pour une interface plasmonique. Celle-ci tend vers une asymptote qui permet à un nombre infini de modes d'exister.

Spectre large

Les cavités plasmoniques ont un facteur de qualité relativement faible $Q = 1 - 100$ par rapport aux cavités diélectriques à cause de la présence des pertes dans le métal. Cette caractéristique fait de ces résonateurs des systèmes peu sélectifs en λ , ce qui les rend particulièrement adaptés au contrôle cohérent d'impulsions extrêmement courtes (32; 33) et les rend compatible avec des émetteurs large bande comme des boîtes quantiques à température ambiante (34).

1.1.4 L'état de l'art et les applications de la plasmonique

La versatilité des modes plasmoniques possibles grâce à la diversité des nanostructures métalliques ainsi que leur capacité à exalter le champ de façon locale et confinée offrent de nombreuses perspectives quant à son utilisation. On observe ainsi un intérêt grandissant pour ce domaine tel qu'en témoigne l'évolution du nombre de publications comprenant les mots 'plasmon' ou 'plasmonics' en fonction des années dans le graphe de la figure 1.4 (données tirées de Science Direct).

Nous allons discuter ici de façon non exhaustive des diverses applications des plasmons. Nous pouvons toutefois regrouper quelques champs d'applications plasmoniques privilégiés : l'utilisation de la plasmonique pour la réalisation de capteurs qualitatifs et quantitatifs, leurs applications dans le domaine médical (thérapeutique ou en imagerie), le développement de circuits plasmoniques ultra compacts, l'exaltation d'effets non linéaires à faible intensité ou encore les métamatériaux et le piégeage de nano-éléments.

Les plasmons trouvent de nombreuses applications pour la mesure qualitative et quantitative de molécules. On utilise ainsi le plasmon de surface pour la détection de molécules en se basant sur la

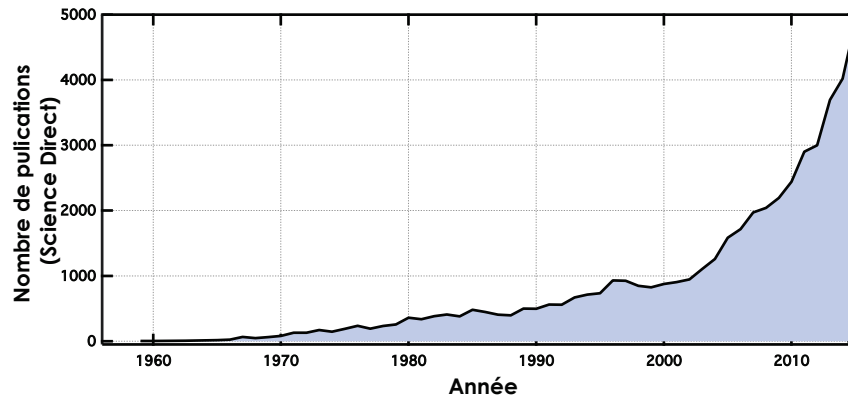


FIGURE 1.4 – Evolution du nombre de publications comportant le mot "plasmon" ou "plasmonics" depuis 1956 à 2015. Les données sont tirées du site Science Direct.

forte dépendance de la résonance du plasmon de surface avec l'indice de réfraction du diélectrique adjoint au métal. En présence d'une molécule sur la surface du métal, l'indice du milieu diélectrique est modifié ce qui déplace spectralement la résonance. Ainsi, on peut identifier la présence d'une molécule en mesurant les variations du taux de réflectivité de l'échantillon à la longueur d'onde de la résonance en présence ou non de la molécule cible ou en mesurant des spectres en réflexion de la résonance. A partir de la visibilité (dans la première configuration) ou en mesurant le déplacement de la résonance (dans la seconde configuration), on peut estimer la concentration en molécules cible présente à la surface de l'or (35).

Les plasmons sont également utilisés pour exalter le signal de diffusion Raman dans les mesures spectroscopiques. Il suffit de déposer les molécules d'intérêt sur une surface de métal rugueux ou avec des nanotubes (36) ou nanoparticules. Le couplage du champ Raman diffusé aux plasmons localisés dans les nanostructures permet alors une forte exaltation du signal qui est fortement appréciable pour des signaux Raman généralement faibles (37), mais qui varient comme la quatrième puissance du facteur d'exaltation du champ.

Les nanoparticules d'or sont également utilisées pour délivrer un médicament dans le corps de façon ciblée. En effet, en fonctionnalisant la nanoparticule avec des anticorps correspondant à la molécule cible et en encapsulant le médicament avec la nanoparticule, on peut transporter et apporter le médicament de façon ciblée dans la région du corps qui en a besoin et permettre une thérapie locale. Cela évite alors certains effets secondaires des médicaments qui peuvent affecter d'autres organes (38). L'utilisation des nanoparticules d'or sont également envisagées pour soigner les cancers (39; 40). L'idée est de fonctionnaliser à nouveau la surface de la nanoparticule métallique pour qu'elle se rende dans la zone de la tumeur puis d'exciter optiquement la nanoparticule à sa résonance plasmon. Comme la résonance du plasmon dissipe beaucoup d'énergie sous forme d'effet Joule, cela provoque l'échauffement local de la particule et de son environnement et détruit alors les cellules cancéreuses qui se trouvent à proximité des nanoparticules. On peut également utiliser l'échauffement de nanoparticules par excitation électromagnétique pour créer un gradient de température dans une cellule microfluidique afin de mélanger les fluides à la demande et de façon quasi-instantanée (41).

Les résonances plasmoniques sont également utilisées pour faire de l'imagerie médicale en alternative aux fluorophores. En effet, en fonctionnalisant les nanoparticules avec les anticorps d'une molécule cible, ceux-ci se fixent dans les zones cibles. Il suffit ensuite d'exciter faiblement les particules à la résonance plasmon afin d'imager les régions où elles se sont fixées. La résonance plasmon pour des nanosphères métalliques dépend de la taille de celles-ci, il est alors possible de faire de l'imagerie avec plusieurs couleurs permettant ainsi de distinguer différents processus biologiques simultanés. De plus, il a été montré que des marqueurs fluorescents à base de boîtes quantiques de CdSe/CdS encapsulées dans des coquilles d'or étaient une alternative aux fluorophores organiques car elles ne présentent pas de photo-blanchiment, étaient plus intenses et montraient une meilleure stabilité dans le temps (42).

On s'intéresse également aux plasmons de surface pour leur fort confinement qui permet de réduire les tailles de composants sur des circuits photoniques très denses (7). L'utilisation de nanostructures adéquates (comme des guides plasmoniques DLSP (43), des nanofils métalliques (44) ou encore des réseaux de nanoparticules (45)) permettent de faire propager le plasmon avec peu de pertes (énergie principalement dans le milieu diélectrique) et avec un encombrement latéral faible. Dans un souci d'intégration des composants pour un circuit tout plasmonique, le développement de source à plasmons localisés (spasers) est intensément étudié (46). De nombreux efforts sont également fournis pour limiter les pertes des plasmons dans les circuits. L'idée est de combiner des milieux à gain afin d'amplifier ou de sur-compenser les pertes subies par les plasmons lors de sa propagation dans le métal. De nombreuses structures ont été étudiées pour obtenir de tels amplificateurs plasmoniques et ont été cataloguées dans l'article suivant (47). En utilisant des milieux à gain dans un guide d'onde plasmonique, une élancement de 27% de la longueur de propagation d'un plasmon de surface a notamment déjà été mesurée (48).

De nombreuses applications sont également tournées vers l'utilisation de nanostructures comme des antennes permettant de faire varier la dynamique d'un émetteur ou d'améliorer le couplage à un receveur (49; 6; 50). Elles se servent des résonances plasmoniques dans des cavités pour améliorer l'interaction d'un émetteur avec la structure. De plus, le couplage à une antenne plasmonique permet le contrôle de la direction d'émission (θ) et de la directionnalité du rayonnement ($\Delta\theta$) (51).

La faculté des plasmons à exalter fortement le champ trouve de multiples applications en optique non-linéaire (54). En effet, l'utilisation de nanostructures permet entre autres d'observer de la génération de seconde harmonique (SHG) dans des systèmes plasmoniques (55). Les effets non-linéaires sont aussi particulièrement intéressants dans le sens où il s'agit d'une interaction lumière-lumière. Nous pouvons utiliser l'effet Kerr dans les métaux en éclairant un bras d'interféromètre plasmonique. L'effet Kerr dans le métal génère une variation d'indice qui influence la vitesse de phase des modes plasmoniques et donc la phase des ondes. Ce changement de phase peut alors être converti en modulation d'intensité en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder ou d'un résonateur en anneau (52). Ils permettent également de contrôler le passage d'un photon par effet tunnel à travers une matrice de nano-trous sur un film de métal recouvert d'un polymère non-linéaire (56; 57). L'amplitude élevée du champ local du plasmon permet d'obtenir ces effets non-linéaires pour de très faibles puissances de pompe. De nombreuses structures plasmoniques

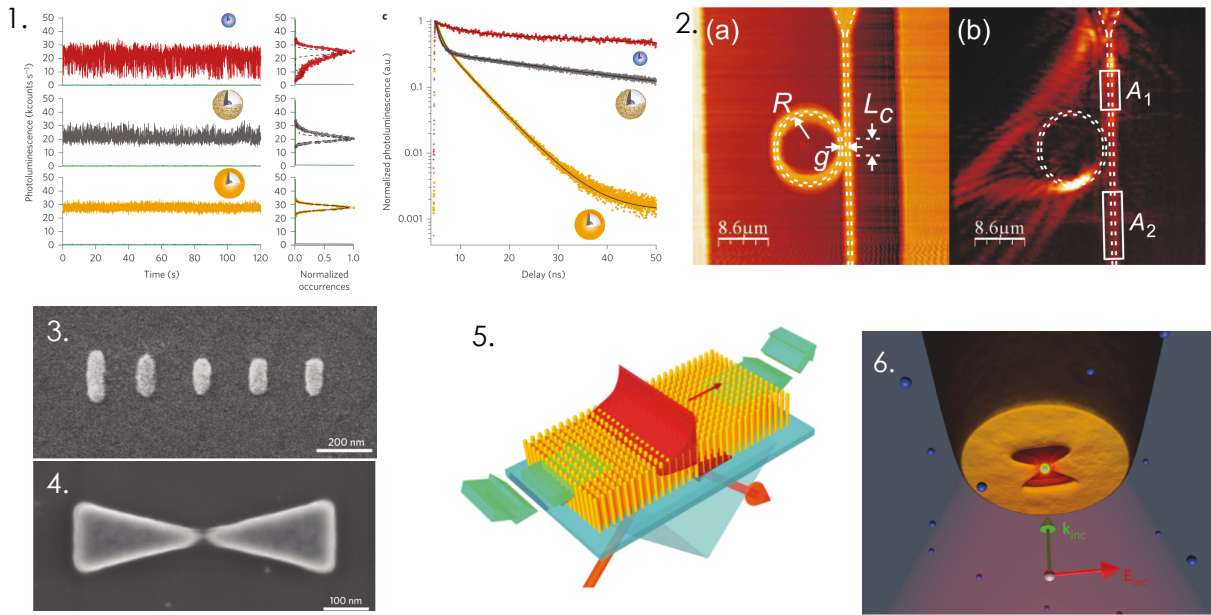


FIGURE 1.5 – 1. *Emetteur fluorescent : boîte quantique CdSe/CdS entourée d'une couche de silice et recouvert d'une coque d'or. A gauche : évolution du signal de fluorescence dans le temps pour divers émetteurs. A droite : Temps de vie mesurés des différents émetteurs(42).* **2.** *Contrôle plasmonique de l'état de sortie de la cavité-anneau (52).* **3.** *Contrôle de l'émission d'un émetteur : Antenne de type Yagi Uda associée à une boîte quantique (51).* **4.** *Contrôle de l'émission avec une antenne "bowtie" (6).* **5.** *Exemple de métamatériau pour la détection en biologie (36).* **6.** *Pointe avec antenne plasmonique de type "bowtie" pour le piégeage d'une bille de polystyrène de 20 nm de diamètre (53).*

sont ainsi étudiées afin de renforcer les effets non-linéaires(58; 59; 60).

En structurant la matière à des échelles inférieures à la longueur d'onde (métamatériaux), nous sommes capable de créer de nouveaux matériaux aux propriétés optiques étonnantes. Ainsi, plusieurs groupes ont réalisés des métamatériaux (61; 62) possédant des permittivités effectives négatives afin de faire de l'imagerie super résolue (63) ou rendre invisible des objets(64).

Pour finir, le confinement et l'amplitude importante du champ généré par les plasmons en font un excellent candidat pour piéger des particules. Ainsi, plusieurs structures plasmoniques ont été testées pour manipuler des molécules ou des billes diélectriques (65; 66). Récemment, le contrôle de particules en trois dimensions a été réalisé avec une pointe dont l'extrémité est constituée d'une structure "bowtie"(en noeud papillon)(53).

1.2 Quelques concepts d'optique quantique

L'optique quantique décrit les phénomènes liés à la lumière qui résultent de la quantification des échanges d'énergie entre le champ et la matière. Pour cela nous introduirons la notion de degré de cohérence quantique développé par Glauber en 1963 (67). Cette théorie s'est développée relativement tardivement par rapport au début de la mécanique quantique car ses effets ne sont

perceptibles et mesurables qu'au niveau des photons individuels. Il a donc fallu apprendre à maîtriser l'état des sources de lumière (notamment avec l'arrivée du laser) afin de commencer à déceler ses effets et de développer le formalisme quantique propre à expliquer les phénomènes observés. La théorie quantique de la lumière, a cela de différent de la théorie classique, qu'elle prend en compte la nature fondamentalement corpusculaire de la lumière en décrivant la lumière à travers des événements de photodétection. Elle réussit ainsi à décrire à la fois les phénomènes ondulatoires de la lumière tels l'expérience des franges d'Young mais également des phénomènes corpusculaires tels que le dégroupement de photons dans l'expérience d'Hanbury Brown et Twiss.

Nous nous intéresserons ensuite plus particulièrement à trois expériences fondamentales de l'optique quantique qui trouvent de nombreuses applications dans les protocoles de communications quantiques (68; 69) : l'expérience d'Hanbury Brown et Twiss (HBT) (22), l'expérience d'Hong-Ou-Mandel (HOM) (24) et le test des inégalités de Bell (70).

1.2.1 La cohérence quantique

La cohérence optique au sens classique décrit typiquement la capacité que possèdent deux ondes électromagnétique à interférer en un point de l'espace et du temps. La cohérence quantique est une notion beaucoup plus large et englobe la cohérence classique. Nous nous proposons ici d'en introduire les fondements (67).

Les différents degrés de cohérences quantique de la lumière

On considère l'opérateur $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ qui est une observable physique correspondant au champ électrique. L'opérateur champ $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ possède une énergie finie et peut s'écrire :

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{E}}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.24)$$

On définit la contribution du champ aux fréquences positives :

$$\hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} \hat{\mathbf{E}}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.25)$$

et la contribution du champ aux fréquences négatives :

$$\hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} \hat{\mathbf{E}}^{\dagger}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.26)$$

De telle sorte que l'on peut écrire : $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ avec $\hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = (\hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t))^{\dagger}$.

La partie positive du champ $\hat{\mathbf{E}}^{(+)}$ comprend l'opérateur annihilation et est donc responsable de l'absorption d'un photon dans le champ (pour un état de Fock $|n\rangle$, on a $\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle$). La partie négative du champ $\hat{\mathbf{E}}^{(-)}$ contient l'opérateur création et est responsable de la création d'un photon dans le champ (pour un état de Fock $|n\rangle$, on a $\hat{a}^{\dagger}|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle$). Cette définition des champs n'est pas une simple astuce mathématique pour écrire des champs complexes mais joue bel

et bien un rôle physique. En mesurant un champ \mathbf{E} , on somme à la fois les processus d'absorption des photons et ceux de créations. Tout phénomène optique est perçu parce qu'il est mesuré, que ce soit simplement par notre oeil ou par un détecteur. Afin de décrire complètement les expériences optiques, nous allons donc maintenant nous intéresser au processus de photo-absorption dans un détecteur idéal (dimension de taille atomique, dont la probabilité d'absorption du photon ne dépend pas de la fréquence). L'absorption du photon est associée à l'observable $\hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t)$. Si le champ est dans un état initial $|i\rangle$ lors de l'absorption d'un photon polarisé selon μ , la règle d'or de Fermi nous indique que la probabilité d'absorption par unité de temps est proportionnelle à :

$$\begin{aligned} \sum_f |\langle f | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2 &= \sum_f \langle i | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t) | f \rangle \langle f | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle \\ &= \langle i | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle \\ &= |\hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2 \end{aligned} \quad (1.27)$$

où $|f\rangle$ représente un des états finaux après absorption du photon. On peut ainsi en déduire les taux de comptage du détecteur à quelques constantes près propres à ce dernier à partir du formalisme quantique. Il faut noter qu'avec cette description du détecteur idéal, nous mesurons la moyenne sur les états finaux de $\hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ et non le carré du champ réel $\hat{\mathbf{E}}_\mu(\mathbf{r}, t)$ comme on l'écrit classiquement.

On peut également ajouter un détecteur supplémentaire identique et déterminer la probabilité d'absorption du photon en deux points de l'espace et du temps : (\mathbf{r}, t) et (\mathbf{r}', t') . La probabilité d'absorption d'un photon polarisé μ en chacun des points par unité de temps est donnée par :

$$\begin{aligned} \sum_f |\langle f | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}', t') | i \rangle|^2 &= \langle i | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}', t') \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}', t') \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle \\ &= |\hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}', t') \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2 \end{aligned} \quad (1.28)$$

Cette probabilité peut être vue comme la probabilité de deux photo-détections sur les détecteurs entre \mathbf{r} , \mathbf{r}' , t et t' .

On peut calculer de façon similaire les probabilités de transition pour n ($n \in \mathbb{N}^*$) points de l'espace temps et on trouve que la probabilité de photo-détections par unité de temps est proportionnelle à :

$$\langle i | \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) \dots \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}_n, t_n) \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}_n, t_n) \hat{\mathbf{E}}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}_1, t_1) | i \rangle \quad (1.29)$$

En pratique, nous mesurons une moyenne d'une observable donnée pour un état. Cependant, la connaissance précise de l'état d'un système est une tâche compliquée. D'une manière générale, le système est un objet dynamique avec un nombre infini de degrés de liberté. Il est donc rare d'avoir une connaissance complète du système et de pouvoir le décrire par un état pur sous la forme d'un ket. Nous utilisons alors la matrice densité ρ pour décrire l'état mesuré du système et la moyenne d'une observable \hat{O} est alors donnée par : $\langle \hat{O} \rangle = \text{tr}\{\rho \hat{O}\}$. Dans le cas d'un système dans un état pur $|\psi\rangle$, on a simplement $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, et $\langle \hat{O} \rangle = \langle \psi | \hat{O} | \psi \rangle$.

Le taux moyen de comptage d'un détecteur idéal est donc :

$$\text{tr}\{\rho \hat{\mathbf{E}}_{\mu}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}_{\mu}^{(+)}(\mathbf{r}, t)\} \quad (1.30)$$

Nous allons considérer pour la suite que les détecteurs sont tous munis d'un polariseur en amont selon la polarisation \mathbf{e} et on définit les grandeurs $\hat{\mathbf{E}}^{(+)}$ et $\hat{\mathbf{E}}^{(-)}$ comme les projections des champs sur les vecteurs \mathbf{e} et \mathbf{e}^* : $\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{E}}_{\mu}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ et $\hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}^* \cdot \hat{\mathbf{E}}_{\mu}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$.

On définit ainsi la fonction de corrélation $G^{(1)}$ pour la composante \mathbf{e} du champ complexe :

$$G^{(1)}(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') = \text{tr}\{\rho \hat{E}_{\mu}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_{\mu}^{(+)}(\mathbf{r}', t')\} \quad (1.31)$$

Pour simplifier l'écriture des points de l'espace et du temps nous allons noter x_k le vecteur de coordonnées correspondant à un point (\mathbf{r}_k, t_k) avec $k \in [1, 2n]$. De façon similaire, on peut définir également la fonction de corrélation à l'ordre n ($n \in \mathbb{N}^*$) :

$$G^{(n)}(x_1 \dots x_n, x_{n+1} \dots x_{2n}) = \text{tr}\{\rho \hat{E}_{\mu}^{(-)}(x_1) \dots \hat{E}_{\mu}^{(-)}(x_n) \hat{E}_{\mu}^{(+)}(x_{n+1}) \dots \hat{E}_{\mu}^{(+)}(x_{2n})\} \quad (1.32)$$

Les fonctions de corrélation à l'ordre n sont souvent exprimées sous une forme normalisée afin de s'affranchir des paramètres relatifs aux détecteurs tels que le temps de la mesure, l'efficacité quantique.

$$g^{(n)}(x_1 \dots x_n, x_{n+1} \dots x_{2n}) = \frac{G^{(n)}(x_1 \dots x_n, x_{n+1} \dots x_{2n})}{\sqrt{\prod_{j=1}^{2n} \{G^{(1)}(x_j, x_j)\}}} \quad (1.33)$$

On remarque alors que pour $n=1$, l'inégalité de Cauchy-Schwartz nous donne $|g^{(1)}(x_1, x_2)| \leq 1$. L'expression (1.32) est également appelée degré de cohérence d'un champ à l'ordre n . La cohérence classique est définie comme étant un phénomène de cohérence de degré 1. Un champ est alors cohérent à l'ordre n si pour tout $j \leq n$, $|g^{(j)}(x_1 \dots x_j, x_{j+1} \dots x_{2j})| = 1$.

Lien avec la statistique de la lumière

L'étude des propriétés des différents ordres de cohérence est intéressante car elle permet de distinguer différentes natures de la lumière. Nous nous intéresserons dans cette partie à la relation qui lie la statistique de la lumière et les degrés de cohérence à l'ordre 1 et 2.

Bien que la réalité expérimentale traite de modes continus pour décrire les champs en jeu, l'interprétation des données à partir de champs monomodes est souvent suffisante pour comprendre l'essence des phénomènes. Dans cette section, nous nous restreindrons donc à des champs monomodes déterminés pour un vecteur d'onde \mathbf{k} et une pulsation ω .

On rappelle que pour un mode donné (\mathbf{k}, ω) , le champ électromagnétique peut être quantifié en lui associant un oscillateur harmonique. L'opérateur $\hat{\mathbf{E}}$ s'écrit alors en fonction des opérateurs création \hat{a}^\dagger et annihilation \hat{a} de l'oscillateur harmonique de la façon suivante (71) :

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = i\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}} \left(\hat{a}e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} - \hat{a}^\dagger e^{i\omega t - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \right) = \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \quad (1.34)$$

où V est le volume modal du mode.

Pour commencer, nous allons faire le lien entre les degrés de cohérence (notamment à l'ordre 1 et à l'ordre 2) et la statistique de la lumière, c'est-à-dire les propriétés de la lumière dans sa nature corpusculaire (en terme de nombre de photons).

On part d'un champ $\hat{\mathbf{E}}$ décrit par l'équation (1.34). On définit $\chi = \omega t - \mathbf{r}\cdot\mathbf{k}$. Sa variance est définie par :

$$\langle \Delta E(\chi) \rangle^2 = \langle E^2(\chi) \rangle - \langle E(\chi) \rangle^2 \quad (1.35)$$

A partir de la définition du degré de corrélation à l'ordre 1 et de Eq. (1.34), on déduit que :

$$\begin{aligned} g^{(1)}(\chi, \chi') &= \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle e^{i(\chi - \chi')}}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle} \\ &= e^{i(\chi - \chi')} \end{aligned}$$

Le degré de corrélation à l'ordre 1 ne dépend que de la différence de phase $\chi - \chi'$.

Le degré de corrélation à l'ordre 2 en deux points de l'espace s'écrit :

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\chi, \chi') &= \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2} \\ &= 1 + \frac{(\Delta \hat{n})^2 - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} \end{aligned}$$

où l'opérateur nombre \hat{n} est défini par $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$.

Avec cette nouvelle expression du degré de corrélation d'ordre 2, la dépendance avec les propriétés statistiques de la lumière apparait clairement. Nous nous intéressons maintenant à différents états de la lumière à commencer par les états de Fock.

Etats de Fock (ou états nombres) $|n\rangle$

Les états nombres sont les états propres de l'opérateur nombre \hat{n} de valeur propre n (le nombre de photon) et vérifient pour tout $n \in \mathbb{N}$: $\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle$. Ainsi le nombre de photon n est connu sans la moindre incertitude et on a $(\Delta n)^2 = 0$. On en déduit que $\langle n^r \rangle = \langle n \rangle^r = n^r$ et le degré de corrélation à l'ordre 2 devient :

$$g^{(2)}(\chi, \chi') = 1 - \frac{1}{n}$$

On remarque alors que la valeur minimale que peut prendre la fonction de $g^{(2)}(\chi, \chi')$ est 0 et elle est obtenue seulement pour $n = 1$, c'est-à-dire pour un état de photon unique. La statistique de la lumière est dite sub-poissonienne.

Etats cohérents $|\alpha\rangle$

L'état cohérent est l'état de la lumière qui se rapproche le plus des ondes classiques d'amplitude et de phase stable. Il décrit bien l'état de la lumière émise par un laser au dessus du seuil.

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (1.36)$$

On vérifie facilement que $|\alpha\rangle$ est un état propre de l'opérateur annihilation :

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad (1.37)$$

$$\langle\alpha|\hat{a}^\dagger = \alpha^*\langle\alpha| \quad (1.38)$$

On en déduit que le nombre moyen de photons dans un état $|\alpha\rangle$: $\langle n \rangle = |\alpha|^2$. De plus, $\langle \hat{n}^2 \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle + \langle \hat{n} \rangle = |\alpha|^4 + |\alpha|^2$. On trouve alors que la variance $(\Delta n)^2$ vaut $|\alpha|^2 = \langle n \rangle$ et que le degré de cohérence d'ordre 2 vaut :

$$g^{(2)}(\chi, \chi') = 1 + \frac{\langle \Delta \hat{n} \rangle - \langle \Delta \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 \quad (1.39)$$

Une statistique poissonnienne du flux se traduit donc par $g^{(2)}(\chi, \chi') = 1$.

Lumière chaotique

Une source de lumière émet de la lumière chaotique lorsqu'elle suit une loi de distribution du type Bose-Einstein à l'équilibre thermodynamique. La probabilité de trouver k photons dans un flux chaotique suit la loi suivante :

$$P(k) = \frac{\langle n \rangle^k}{(1 + \langle n \rangle)^{k+1}} \quad (1.40)$$

Pour un tel état, la variance du nombre moyen de photon est donnée par $\langle \Delta \hat{n} \rangle^2 = \langle \hat{n} \rangle^2 + \langle \hat{n} \rangle$. Le degré de cohérence à l'ordre 2 devient alors :

$$g^{(2)}(\chi, \chi') = 1 + \frac{\langle \hat{n} \rangle^2 + \langle \hat{n} \rangle - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 2 \quad (1.41)$$

Quand $g^{(2)}(\chi, \chi') > 1$, on parle de statistique super-poissonnienne.

En conclusion, il apparaît que la mesure de $g^{(2)}(\chi)$ est liée à la statistique des événements de photodétection.

1.2.2 Expériences fondamentales de l'optique quantique

Nous nous intéressons à présent aux expériences fondamentales d'optique quantique. L'expérience HBT permet de tester l'unicité des photons émis par une source, ce qui est un contrôle nécessaire dans les processus de communication basés sur des variables discrètes. L'expérience d'HOM a de multiples applications dans la manipulation des Qbits et permet notamment d'implémenter des portes logiques (68). Les inégalités de Bell sont à la base d'une partie des procédés de cryptographie (69).

Expérience d'Hanbury Brown et Twiss (HBT) : le dégroupement des photons

L'expérience d'Hanbury Brown et Twiss est fondamentale en optique quantique car elle permet de mesurer le degré de corrélation à l'ordre 2 d'une source. Elle consiste à envoyer la lumière issue de la source testée sur une séparatrice. La séparatrice utilisée est représentée dans la figure 1.6 et présente deux ports d'entrée 1 et 2 et deux ports de sortie 3 et 4. Elle est considérée symétrique ($r_1=r_2=r$ et $t_1=t_2=t$) et ne possède pas de perte ($|r|^2 + |t|^2 = 1$ et $rt^* + tr^* = 0$).

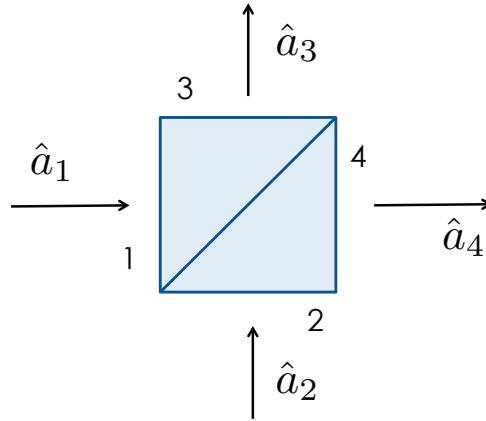


FIGURE 1.6 – Schéma des entrées et sortie de la séparatrice utilisée pour faire l'expérience d'Hanbury Brown et Twiss.

En utilisant les champs quantifiés $\hat{\mathbf{E}}_j^{(+)}$ associés aux opérateurs destruction \hat{a}_j correspondant aux différents ports j , $j \in \{1, 2, 3, 4\}$, les relations qui lient les champs d'entrée et de sortie deviennent :

$$\begin{aligned}\hat{a}_3 &= r\hat{a}_1 + t\hat{a}_2 \\ \hat{a}_4 &= t\hat{a}_1 + r\hat{a}_2 \\ \hat{a}_1 &= r^*\hat{a}_3 + t^*\hat{a}_4 \\ \hat{a}_2 &= t^*\hat{a}_3 + r^*\hat{a}_4\end{aligned}$$

Considérons maintenant un photon unique arrivant sur le port 1 : $|1_1 0_1\rangle = \hat{a}_1^\dagger |00\rangle$. On peut écrire :

$$\begin{aligned}|1_1, 0_2\rangle &= (r\hat{a}_3^\dagger + t\hat{a}_4^\dagger)|0\rangle \\ &= r|1_3, 0_4\rangle + t|0_3, 1_4\rangle\end{aligned}$$

Le rôle du cube séparateur est donc de convertir un état incident en une superposition linéaire de deux états de sortie. L'état final superposé représente un photon présent sur une voie et aucun photon dans l'autre voie et vice-versa. Il s'agit d'un état que seul le formalisme quantique peut décrire. Il faut toutefois noter qu'après une mesure réalisée en sortie de la séparatrice (présence d'un photon sur la voie 3 par exemple), la mesure selon la théorie de Von Neumann nous donne :

$$N\langle 1_3|(r|1_3, 0_4\rangle + t|0_3, 1_4\rangle) = Nr|0_4\rangle \quad (1.42)$$

où N est une constante de normalisation.

Ainsi la détection d'un photon sur la voie 3 projette l'état d'entrée de la séparatrice sur l'état sélectionné par la mesure. L'état après la mesure sur la voie 3 devient $|0_4\rangle$. Après la projection par la mesure en sortie de la séparatrice, la superposition d'état est perdue et le flux de photons mesuré (le nombre de photons moyen par seconde) se comporte comme un flux classique qui se sépare en deux sur les ports 3 et 4 avec des probabilités données.

Si on s'intéresse maintenant au nombre de photons moyens sur chaque voie, on trouve facilement que $\langle \hat{n}_3 \rangle = |r|^2$ et que $\langle \hat{n}_4 \rangle = |t|^2$. On retrouve bien les coefficients de réflexion et de transmission en intensité attendue dans le cas classique. Cependant si on s'intéresse au produit du nombre de photons reçus sur 3 et sur 4 on a :

$$\begin{aligned}\langle \hat{n}_3 \hat{n}_4 \rangle &= \langle 1_1, 0_2 | \hat{a}_3 \hat{a}_4 | 1_1, 0_2 \rangle \\ &= r^*(rt^* + tr^*)t = 0\end{aligned}$$

Or la fonction de corrélation du second ordre du champ incident est directement reliée à cette valeur par la relation suivante :

$$\frac{\langle \hat{n}_3 \hat{n}_4 \rangle}{\langle \hat{n}_3 \rangle \langle \hat{n}_4 \rangle} = \frac{\langle \hat{n}_1 (\hat{n}_1 - 1) \rangle}{\langle \hat{n}_1 \rangle^2} = g_{1,1}^{(2)}(\chi, \chi') \quad (1.43)$$

car $\langle \hat{n}_3 \rangle = |r|^2 \langle \hat{n}_1 \rangle$ et $\langle \hat{n}_4 \rangle = |t|^2 \langle \hat{n}_1 \rangle$.

On vérifie bien que dans le cas du photon unique : $g^{(2)}(\chi, \chi') = 0$.

Nous avons montré dans cette section que l'expérience de HBT nous permettait de remonter au degré de corrélation d'ordre 2 autrement appelé, fonction d'autocorrélation en intensité. Dans le cas d'un état $|1\rangle$, nous avons vu que la fonction $g^{(2)}$ prenait nécessairement des valeurs nulles. Cela se traduit en pratique par le fait qu'un photon unique ne se trouve jamais en même temps sur deux voies. On observe un dégroupement des photons.

Expérience d'Hong-Ou-Mandel : interférences à deux photons

Il s'agit d'une expérience qui utilise la propriété fondamentale de l'optique quantique d'autoriser la superposition d'état comme un état possible de la lumière.

L'idée de base est simple : un photon unique est envoyé sur chaque bras d'entrée de la séparatrice de la figure 1.6. Les deux photons sont dans le même mode quantique, ils ont donc la même énergie et la même polarisation et sont donc indiscernables. Quatre situations sont alors classiquement possibles et équiprobables si la séparatrice est équilibrée (cf Fig.1.7) : ou bien les deux photons sont réfléchis, ou bien les deux photons sont transmis ou bien l'un est transmis et l'autre réfléchi et vice-versa. Le traitement quantique de cette situation donne un tout autre résultat. Pour les calculs qui suivent, on considère toujours par simplicité des champs monomodes. L'état incident sur la séparatrice s'écrit :

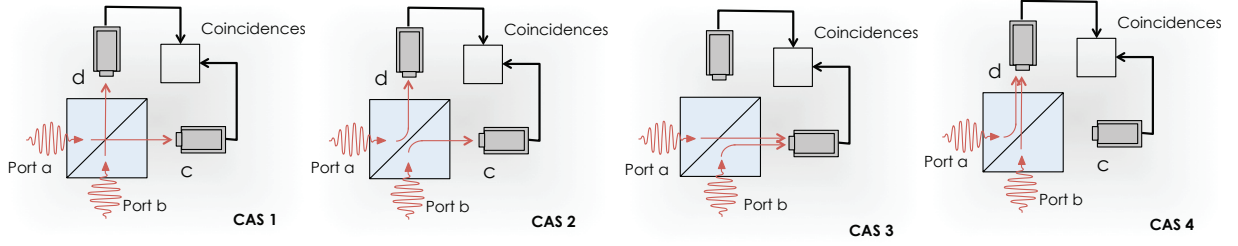


FIGURE 1.7 – Lorsque l'on considère deux photons incidents sur chaque port d'entrée d'une séparatrice, il y a quatre situations possibles dans le cas classique : (cas 1) les deux photons sont transmis, (cas 2) les deux photons sont réfléchis, (cas 3) le photon du port a est transmis et l'autre est réfléchi et (cas 4) le photon du port b est transmis et l'autre est réfléchi.

$$|1_1, 1_2\rangle = \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger |0\rangle$$

A partir des relations entrées-sorties de la séparatrice l'état final en sortie du cube s'écrit :

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle_{out} &= \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger |0\rangle \\
 &= (r\hat{a}_3^\dagger + t\hat{a}_4^\dagger)(t\hat{a}_3^\dagger + r\hat{a}_4^\dagger)|0\rangle \\
 &= (rt\hat{a}_3^\dagger\hat{a}_3^\dagger + r^2\hat{a}_3^\dagger\hat{a}_4^\dagger + t^2\hat{a}_4^\dagger\hat{a}_3^\dagger + tr\hat{a}_4^\dagger\hat{a}_4^\dagger)|0\rangle \\
 &= \sqrt{2}rt(|2_3, 0_4\rangle + |0_3, 2_4\rangle) + (r^2 + t^2)|1_3, 1_4\rangle
 \end{aligned} \tag{1.44}$$

En choisissant des coefficients symétriques de séparatrice tels que $r^2 + t^2 = 0$ c'est-à-dire $t = ir$, les amplitudes de probabilités des photons uniques sur chaque voie 3 et 4 interfèrent destructivement et suppriment l'état $|1_3 1_4\rangle$ des possibles états finaux. L'état $|\psi\rangle_{out}$ devient alors un état intriqué en modes : $A(|2_3 0_4\rangle + |0_3 2_4\rangle)$ où A est une constante de normalisation telle que $\int \psi_{out}(r)^* \psi_{out}(r) d^3r = 1$. Tout se passe alors comme si après la séparatrice les deux photons ne pouvaient se retrouver que sur la même voie de sortie. Si on place des compteurs de photons en sortie de la séparatrice, on s'attend alors à ne jamais observer de coïncidences entre les deux voies de sortie.

Cette expérience a été réalisée expérimentalement pour la première fois par Hong, Ou et Mandel (24). Ils utilisent une source de fluorescence paramétrique pour générer des paires de photons, qu'ils envoient ensuite sur une séparatrice. Les modes étant continus en pratique, l'indiscernabilité des photons dépend de leur polarisation et de leur énergie mais également de leur profil spectral, de leur profil spatial et de leur indiscernabilité temporelle (liée à la différence entre les instants de détection sur les deux détecteurs pour chaque port d'entrée). Les photons utilisés ont une largeur temporelle donnée par $\tau_{coh} = L_{coh}/c = \frac{\Delta\lambda}{c\lambda^2}$ où λ est la longueur de cohérence des photons et $\Delta\lambda$ sa largeur spectrale. En ajustant tous les paramètres d'indiscernabilité spectrale et spatiale, il suffit alors de faire varier le trajet optique d'un photon par rapport à l'autre pour égaliser la longueur des chemins parcourus vers chaque détecteur et régler ainsi l'indiscernabilité temporelle (et donc le recouvrement temporel des paquets d'onde). L'indiscernabilité totale est obtenue lorsque les paquets d'onde se superposent alors parfaitement temporellement et on observe une chute du nombre de coïncidences en sortie de la séparatrice qui, dans le cas idéal, atteint zéro (Figure 1.8).

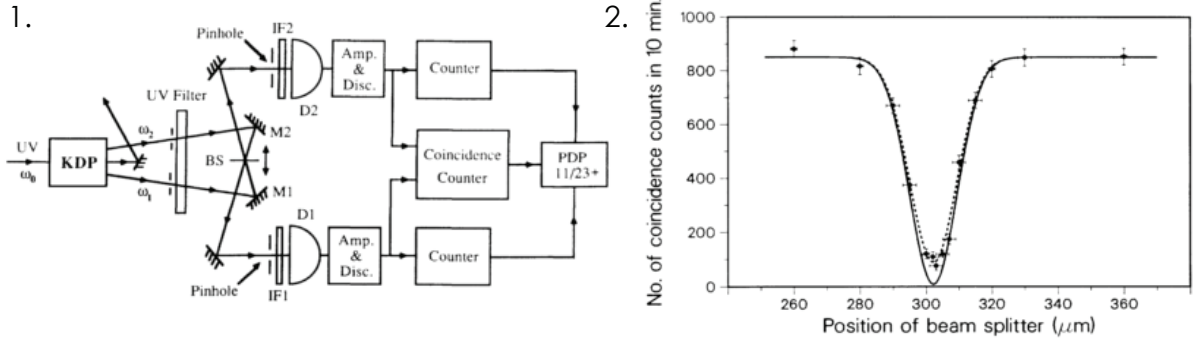


FIGURE 1.8 — La figure 1 est un schéma du montage expérimental pour observer l'interférence à deux photons. La figure 2 est la signature de l'interférence en faisant varier la différence de marche entre les deux photons incidents sur la séparatrice. Les figures sont tirées de (24).

Il est important de souligner que ce phénomène d'interférence n'implique pas une interaction locale des photons au niveau de la séparatrice. En effet, deux photons n'interagissent pas ou (du moins extrêmement faiblement) dans un milieu linéaire. Il s'agit uniquement d'un phénomène d'interférence entre les amplitudes de probabilité (dédites des fonctions d'onde des photons) de détection au niveau des deux détecteurs combinés. Il est donc possible d'observer ce phénomène pour des paquets d'onde de photons qui ne se recouvrent pas temporellement localement au niveau de la séparatrice (72).

Test des inégalités de Bell

Nous nous intéressons maintenant à une propriété encore plus étonnante de la mécanique quantique, la possibilité d'intriquer deux systèmes ou plus. Cette propriété se base à nouveau sur le principe de superposition mais cette fois-ci implique plusieurs corps. Pour simplifier notre définition, nous considérons ici l'intrication entre deux corps uniquement. Pour cela, prenons une particule 1 dans un état $|\phi_1\rangle$ et une particule 2 dans un état $|\phi_2\rangle$. L'ensemble des états $\{|\phi_m\rangle\}$ ($m \in \{1, 2\}$) possibles pour la particule m génère un espace vectoriel hilbertien \mathcal{E}_m . Nous allons maintenant considérer l'ensemble des deux systèmes comme étant des sous-systèmes d'un système décrit par un état quantique $|\psi\rangle$. L'ensemble des états $|\psi\rangle$ possibles pour le système {particule1+particule2} constitue l'espace \mathcal{E} défini par le produit tensoriel des espaces de chaque constituant $\mathcal{E}_1 \otimes \mathcal{E}_2$. L'état $|\psi\rangle$ est dit intriqué s'il ne peut s'écrire alors comme le produit tensoriel de deux états relatifs à chaque sous-système, c'est-à-dire de la forme suivante $|\psi\rangle = |\psi\rangle_1 \otimes |\psi\rangle_2 = |\psi_1, \psi_2\rangle$. Pour clarifier notre propos, prenons un état intriqué général et simple (c'est-à-dire avec une seule superposition) :

$$|\psi\rangle = K(|\psi_1, \psi_2\rangle + |\phi_1, \phi_2\rangle) \quad (1.45)$$

avec $|\psi\rangle_1 \neq |\psi\rangle_2$ et $|\phi\rangle_1 \neq |\phi\rangle_2$ et K une constante de normalisation.

L'état $|\psi\rangle$ est une superposition de deux états possibles pour les particules 1 et 2. Il est impossible de prédire avant la mesure de l'état si les particules 1 et 2 seront dans l'état $|\psi_1, \psi_2\rangle$ ou $|\phi_1, \phi_2\rangle$. Cependant, si les particules sont dans l'état intriqué $|\psi\rangle$, la mesure de l'état de la particule 1

nous permet de déterminer l'état de la particule 2 instantanément, et ce, quelles que soient les distances séparant les deux particules. Einstein, Podolsky et Rosen y voyaient un paradoxe (paradoxe EPR) avec la relativité générale qui fixe la vitesse maximale c à laquelle peut circuler une information (73). Ainsi, toute information transitant entre les deux systèmes ne peut être instantanée. Ils soupçonnent alors la théorie quantique selon l'école de Copenhague d'être incomplète et que les corrélations d'un état intriqué doivent pouvoir être expliquées avec une théorie classique possédant des variables cachées non mesurées jusqu'à présent. Bohr donne pour interprétation de ce résultat que le système à deux corps doit être considéré comme un seul et même système, de telle sorte qu'une mesure sur un sous-système correspond à faire une mesure délocalisée sur l'ensemble. Il n'y a alors plus de contradiction avec la théorie de la relativité générale car il n'y a plus d'échange d'information entre les deux sous-systèmes. Cependant, cette explication n'est qu'une interprétation des équations et ne permet pas rigoureusement de rejeter l'apparente contradiction soulevée par le paradoxe EPR. Il faut attendre John Bell pour disposer d'un critère permettant de discriminer entre les deux théories à l'aide d'une inégalité qui porte son nom (70). Clauser, Horne, Shimony et Holt établirent ensuite une forme plus adaptée aux mesures expérimentales qui est maintenant la forme usuelle des inégalités de Bell (74). Elle permet à partir de la mesure d'un paramètre S (paramètre de Bell) issu de mesures de corrélations sur l'état intriqué de trancher entre les deux théories. En effet, la théorie classique à variables cachées implique que le paramètre S vérifie l'inégalité suivante $|S| \leq 2$. La théorie quantique place la limite maximale du paramètre à $2\sqrt{2}$ de telle sorte que si le paramètre mesuré se trouve entre 2 et $2\sqrt{2}$, l'interprétation de Bohr est validée. Cependant, les performances des détecteurs, de l'électronique et des sources optiques de l'époque rendaient difficile la mise en place d'une preuve expérimentale. C'est finalement après de multiples tentatives qu'en 1982, Alain Aspect, Philippe Grangier et Gérard Roger établissent la première mesure expérimentale incontestable du paramètre de Bell.

Nous nous proposons ici de décrire succinctement l'expérience réalisée. Le montage optique utilisé est celui décrit dans la figure 1.9. Ils utilisent une source de paires de photons intriqués (source à

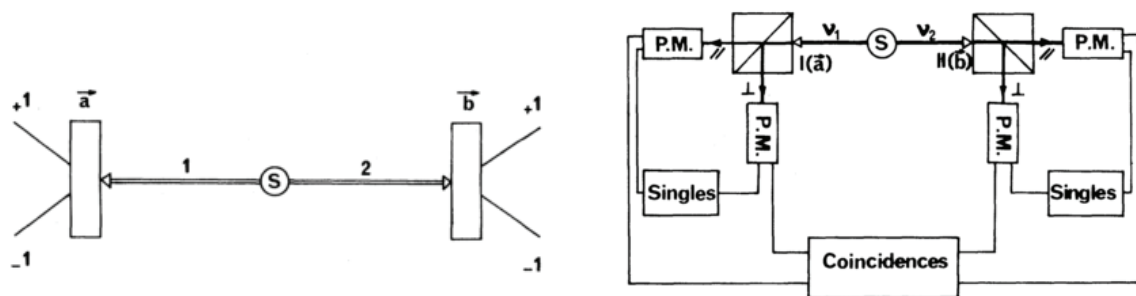


FIGURE 1.9 – Figures du montage utilisées par A. Aspect et al. pour violer les inégalités de Bell pour un état intriqué en polarisation (25).

cascade constituée d'atome de Calcium) notée S dans le schéma de la figure 1.9. Les photons sont séparés spatialement et sont envoyés respectivement sur un polariseur qui donne deux résultats de mesure de polarisations orthogonales sur les voies $+1$ et -1 . Chaque polariseur peut être tourné d'un angle \mathbf{a} (respectivement \mathbf{b}).

On définit alors les degrés de corrélations entre les 4 différentes mesures par $E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{++}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) +$

$$P_{--}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P_{+-}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P_{-+}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \cos(2((\mathbf{a}, \mathbf{b}))) \text{ où}$$

$$P_{++}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = |\langle +_a, +_b | \psi \rangle|^2$$

$$P_{--}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = |\langle -_a, -_b | \psi \rangle|^2$$

$$P_{+-}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = |\langle +_a, -_b | \psi \rangle|^2$$

$$P_{-+}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = |\langle -_a, +_b | \psi \rangle|^2$$

avec $|\psi\rangle$ l'état des paires mesuré.

Le paramètre de Bell S qui maximise l'écart entre les deux théories est obtenu pour quatre angles de polariseurs bien précis : \mathbf{a} , \mathbf{a}' , \mathbf{b} et \mathbf{b}' tels que $(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = (\mathbf{b}, \mathbf{a}') = (\mathbf{a}', \mathbf{b}') = 22.5^\circ$ et $(\mathbf{a}, \mathbf{b}') = 67.5^\circ$.

Pour ces angles spécifiques, on a alors en théorie :

$$S = E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - E(\mathbf{a}, \mathbf{b}') + E(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + E(\mathbf{a}', \mathbf{b}') = 2\sqrt{2} \quad (1.46)$$

En pratique, le polariseur est un cube séparateur de polarisation (comme illustré sur le schéma de droite de la figure 1.9) et des photo-multiplicateurs (PM) sont positionnés sur chacune des voies de sortie du cube séparateur. Les résultats ± 1 à l'issue des polariseurs correspondent en pratique à la mesure d'un coup sur PM_{\parallel} (+1) ou un coup sur PM_{\perp} (-1). En tournant les deux polariseurs selon les angles \mathbf{a} , \mathbf{a}' , \mathbf{b} et \mathbf{b}' définis précédemment et en mesurant els probabilité de corrélations, ils en déduisent un paramètre S égal à 2.70 ± 0.05 . Cette valeur dépasse la limite classique (2) de façon incontestable avec 14 écarts-type et met un terme au paradoxe EPR en validant l'interprétation de Copenhague de Bohr.

Bien que ce test ait eu pour but à l'origine de trancher entre une description classique à variables cachées et un description quantique des états intriqués, il est devenu un test pour déterminer la présence des corrélations d'un état intriqué en polarisation.

1.3 La nanophotonique au service de l'optique quantique

Le vaste domaine de l'optique quantique regroupe plusieurs thématiques très actives : les communications quantiques, la téléportation quantique, l'informatique quantique et la métrologie quantiques. Nous nous intéresserons plus particulièrement ici aux avancées et aux défis dans le domaine des communications quantiques. En effet, la lumière s'est révélée être le moyen de communication privilégié pour dépasser les performances des réseaux de communication actuels (75; 1). Elle interagit faiblement avec l'environnement ce qui permet de propager les messages sur de grandes distances de façon relativement fiable et à une vitesse inégalée. La communication quantique se base sur les propriétés quantiques de la lumière pour bénéficier des atouts des propriétés quantiques et de ceux de l'optique simultanément.

Entre les années 1980 et 1990 les chercheurs ont appris à manipuler la lumière afin de maîtriser les effets quantiques prévus par la théorie. En parallèle, la science de l'information quantique (l'étude des propriétés quantiques de l'information dans des systèmes quantiques) s'est développée. La

combinaison des deux compétences a permis l'émergence de nouveaux protocoles de communication quantiques dont les performances en terme de rapidité et de quantité de l'information sont supérieurs aux performances des protocoles classiques en théorie (protocole BB84 par Bennett et Brassard par exemple). Ces protocoles peuvent être implémentés selon deux approches : avec des variables discrètes (tel les spins haut/bas ou la polarisation verticale/horizontale) ou avec des variables continues (telles l'impulsion et la position). L'implémentation des variables discrètes nécessite de travailler avec des états de Fock alors que les variables continues peuvent être étudiées sur des états cohérents. Les deux approches sont explorées en parallèle pour la réalisation de réseaux de communication quantique (4).

Quoi qu'il en soit, le développement de réseaux quantiques nécessite la mise en place de noeuds de connexion où l'information est traitée et/ou stockée et de canaux pour faire transiter l'information d'un noeud à l'autre. En effet, le fait que la lumière n'interagisse pas facilement avec son environnement, peut constituer un problème lorsqu'il s'agit de stocker et d'agir sur l'information qu'elle contient. L'étude des cavités en électrodynamique quantique (CQED pour l'anglais Cavity Quantum ElectroDynamics) est un vaste domaine dont le but est d'améliorer l'interaction lumière-matière en utilisant des cavités permettant un couplage fort entre ces derniers. Le but final du CQED est de réaliser des sources quantiques haut débit à la demande, des mémoires quantiques qui permettent de stocker l'information sur des durées importantes également à la demande et des systèmes (tels des transistors) qui permettent d'opérer sur les bits quantiques de façon à mettre en place des portes logiques quantiques.

1.3.1 La nanophotonique quantique

Les nanostructures permettent le confinement et la manipulation de la lumière à l'échelle du nanomètre. Elles ont l'avantage d'être compactes, robustes et reproductibles. Les structures peuvent prendre une grande diversité de formes qui sont autant de degrés de liberté différents pour contraindre les champs. La nanophotonique est donc tout naturellement devenu un domaine de développement technologique pour les systèmes de communication quantique. Les nanostructures permettent de confiner la lumière dans des nano-résonateurs sur des faibles volumes dans des cavités à facteur de qualité élevé, ce qui permet une forte interaction lumière-matière. Il y a deux régimes d'interaction lumière-matière : le couplage fort et le couplage faible. Le couplage d'un émetteur à une cavité dans le régime de couplage faible permet de faire des sources de photons uniques à la demande avec des taux d'émissions importants. En régime de couplage fort, on peut également obtenir des effets non linéaires qui sont essentiels à la constitution de briques élémentaires pour des réseaux quantiques. Ces intensités importantes permettent alors de n'utiliser qu'un ou quelques photons pour déclencher des comportements non linéaires.

En régime de couplage faible, des cavités diélectriques utilisant des miroirs de Bragg ou des cavités dans des cristaux photoniques permettent d'augmenter les interactions entre la lumière et des atomes artificiels tels que des boîtes quantiques, des centres colorés avec lacune d'azote ou encore des atomes piégés. La combinaison des faibles volumes modaux avec des facteurs de qualité importants permet de modifier la densité locale d'état de l'émetteur et de modifier leur dynamique par

effet Purcell. De plus, si le couplage est effectué avec un émetteur unique, il est possible de produire des photons uniques (76). Ainsi, de nombreux efforts ont été fournis pour obtenir des sources de photons uniques à la demande. Plusieurs types de cavités ont été testées : le couplage d'émetteurs à des cavités semi-conductrices à miroirs de Braag a démontré la possibilité de générer des photons uniques avec un $g^{(2)}(0) = 0.012$ et une indiscernabilité de 0.97 (77) mais avec une faible brillance et des nanofils effilés de GaAs ont présenté d'excellentes efficacités d'extraction de photons uniques (78; 79). Les progrès se sont alors portés sur l'amélioration de l'efficacité d'extraction des photons de ces cavités ainsi que les propriétés quantiques des sources (80; 81) et récemment, des sources brillantes, commandées et industrialisables de photons uniques indiscernables de haute qualité ont vu le jour (82).

Dans le régime de couplage fort, il a également été observé des oscillations de Rabi en couplant des boîtes quantiques uniques à des cavités dans des cristaux photoniques (76) permettant de contrôler de façon cohérente l'émission. De plus, la nature du flux émis par la boîte quantique présente des anti-corrélations typiques d'une source de photons uniques ce qui rend leur usage compatible avec les besoins de l'information quantique. Par ailleurs, le couplage fort en cavité permet d'avoir des effets non linéaire à très faible puissance ce qui permettrait de réaliser des fonctions logiques complexes peu demandeuses en énergie. Ainsi, la saturation non linéaire d'une boîte quantique en cavité a été mesurée pour un nombre minimal de 8 photons incidents (83). Ce résultat nous rapproche de plus en plus de l'interrupteur à photon où l'on pourra commander la transmission d'un émetteur en utilisant un seul photon de commande.

Dans le cadre du développement des protocoles basés sur les variables continues, le confinement et la miniaturisation des nanostructures permettent également de produire des nanolasers utilisant une boîte quantique comme milieu à gain (84) avec des taux de modulation pouvant aller jusque $\sim 100\text{GHz}$. Les nanotechnologies sont parfaitement adaptées à la miniaturisation et à la manipulation de la lumière à l'échelle du nanomètre. Elles offrent la possibilité de construire des circuits intégrés pour le traitement de l'information quantique tout en utilisant les propriétés quantiques de la matière et de la lumière pour véhiculer de façon sûre des messages (1).

La plasmonique quantique s'inscrit comme un sous-domaine de la nanophotonique quantique (8). Les propriétés intrinsèques aux résonances plasmoniques permettent d'amplifier l'interaction lumière-matière et de confiner les champs bien en deçà de la limite optique $\sim \lambda/2$. Mais la présence des pertes des plasmons viennent contre-balancer les effets du confinement. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre ces deux phénomènes pour repousser les limites actuelle de l'interaction lumière-matière. Dans la suite, nous allons nous intéresser aux différentes applications de la plasmonique quantique ainsi qu'aux défis technologiques déjà relevés par les structures plasmoniques.

1.3.2 La plasmonique quantique

Avant d'utiliser les plasmons pour leurs propriétés quantiques, il est nécessaire de démontrer la nature quantique du plasmon et cela passe tout d'abord par la quantification théorique du plasmon. Pines fut le premier à quantifier le champ des plasmons (9). La démarche générale est la suivante :

les électrons du métal sont modélisés par un nuage d'électrons libres sans interaction inter-électrons, autrement dit un plasma. On définit des excitation élémentaires de ce nuage qui correspondent à des énergies données. Pour chaque excitation, on peut leur associer un oscillateur harmonique et les opérateurs création et annihilation associés au plasmon vérifient la relation de commutation bosonique. Cette démonstration est réalisée à une approximation en $1/N$ près où N est le nombre d'électrons impliqués dans l'excitation. Il est typiquement de 10^6 pour un plasmon, rendant les conditions de validité de l'approximation excellentes. Hopfield introduisit la notion de plasmon polariton (85) et proposa une forme quantifiée de la polarisation résultant de l'effet de la lumière sur la matière. Finalement, Elson et Ritchie utilisèrent l'approche de Hopfield et proposèrent un modèle de quantification du plasmon polariton de surface en 1971 (86). Plusieurs améliorations ont été apportées à la quantification du plasmon, en y incluant l'effet de la dispersion et des pertes dans les milieux avec une approche microscopique (87) et une approche macroscopique (88; 89).

Bien que les pertes des structures plasmoniques puissent être un facteur limitant au développement de nouveaux objets quantiques, elles semblent représenter aujourd'hui un potentiel important et exploitable dans de nombreuses applications (90). Les pertes des structures plasmoniques peuvent être exploitées en tant que systèmes large bande et donc fonctionnant avec des sources à large spectre (sans nécessité de travailler à des températures cryogéniques pour les boîtes quantiques par exemple). Elles permettent également la manipulation d'impulsions extrêmement courtes (32; 33). Cependant, pour les applications où la dissipation est critique, des solutions ont été mises en place pour compenser les pertes comme par exemple l'usage de guide d'onde plasmonique avec des milieux à gain ou l'utilisation de spasers(47). Le graphène se présente également comme un nouveau support plasmonique avec des pertes modérées (91).

Nous allons définir pour la suite quatre grands champs étudiés dans le domaine de la plasmonique quantique :

- Le couplage des émetteurs uniques aux plasmons
- Le développement de circuits plasmoniques
- Les effets quantiques liés à la taille des structures plasmoniques
- L'optique quantique avec des plasmons

Le couplage des émetteurs uniques aux plasmons

Cet axe de recherche se base sur les propriétés des plasmons (fort confinement et augmentation de la LDOS) pour contrôler efficacement l'interaction lumière-matière dans un régime quantique, c'est-à-dire ici, avec des émetteurs uniques.

Le régime de couplage faible est associé à l'accélération du taux d'émission spontanée des émetteur par effet Purcell (31). Il peut être évalué à partir du facteur de Purcell F_p défini dans la section précédente comme le ratio entre le taux d'émission spontané en présence de la structure plasmonique et le taux d'émission spontané de l'émetteur dans le vide. Ce facteur de Purcell est proportionnel au rapport $\frac{Q\lambda^3}{V}$ où Q est le facteur de qualité de la structure, λ la longueur d'onde d'intérêt et V le volume du mode dans la structure. Les structures plasmoniques permettent donc d'obtenir de grands facteurs F_p grâce à la forte localisation du champ dans de petits volumes V .

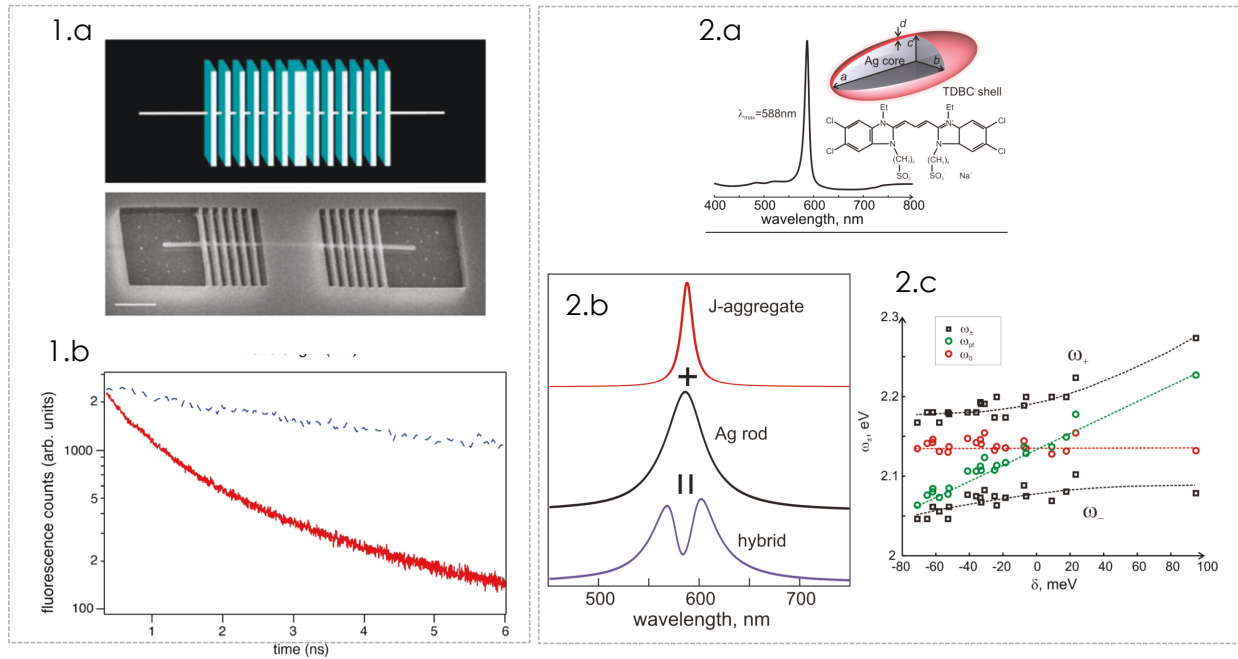


FIGURE 1.10 – 1.a. Système hybride mêlant une cavité diélectrique avec un nanofil pour permettre un fort confinement avec un facteur de qualité élevé (92). 1.b. Comparaison du temps de vie d'un ensemble de boîtes quantiques de CdSe sur un substrat et couplé à la cavité hybride (92). 2.a. Couplage fort d'un J-aggrégat avec des nanobâtonnets d'argent(93). 2.b Spectre d'absorption de l'aggrégat moléculaire, de la cavité plasmonique et du système couplé (93). 2.c. Anti-croisement caractéristique des oscillations de Rabi(93).

Diverses géométries de résonateurs plasmoniques ont été testées, parmi elles, des antennes patch (50) sur un ensemble de boîtes quantiques colloïdales permettant l'obtention d'un facteur de Purcell de $F_p = 80$ vers des modes plasmoniques. En améliorant les structures patch avec l'ajout d'un cylindre diélectrique adapté, on peut en théorie améliorer le taux de conversion des plasmons en photons et obtenir des efficacité d'émission de photons de l'ordre de 74% avec des facteurs de Purcell de 150 (94). Des nano-résonateurs cubiques ont été déposés sur des molécules et ont démontrés des facteurs de Purcell de ~ 1000 (49). Ils ont également été testés avec des boîtes quantiques semi-conductrices (95) ($F_p \sim 880$). De nouvelles pistes sont envisagées pour améliorer l'efficacité radiative de ces structures prometteuses (96; 97). Les structures plasmoniques peuvent aussi être utilisées comme des antennes fonctionnant dans le visible et l'infrarouge. Ainsi, il est possible de coupler une boîte quantique avec une antenne de type Yagi-Uda et contrôler la direction d'émission de la source et son ouverture angulaire pour faciliter la collection du signal émis (51).

Des solutions hybrides telles que des cavités diélectriques incorporées dans des structures plasmoniques ont également été envisagées afin de bénéficier de grands facteurs de qualité et du confinement plasmonique. Il a été mesuré un facteur de Purcell de $F_p = 75$ dans une cavité constituée d'un nanofil d'argent inséré dans une cavité à miroir de Bragg (92). L'utilisation de plasmon Tamm dans une cavité possédant un miroir de Bragg permet également de réaliser une source de photons unique atteignant une pureté de $g^{(2)}(0) = 0.2$ avec une efficacité d'extraction pouvant atteindre 60%(98).

Le régime de couplage fort est délicat à obtenir avec les structures plasmoniques en raison des pertes ohmiques. Cependant, il a été observé des dédoublements de fréquences ("Rabi splitting") dans des cavités plasmoniques avec des agrégats moléculaires (93), preuve d'un couplage fort entre la résonance de la structure et la résonance des molécules et très récemment la signature spectrale des oscillations de Rabi a été observée avec une unique boîte quantique dans l'espace d'une antenne plasmonique de type "bowtie" (99). De nombreuses applications sont envisagées en régime de couplage fort, comme par exemple l'obtention d'effets non-linéaires similaires au blocage photonique ("Photon blockade" en anglais) afin de réaliser un transistor à plasmon (100; 101). De plus, l'utilisation des résonances plasmoniques et leurs effets dissipatifs permettraient de favoriser l'observation d'effets collectifs tel que la superradiance (effet Dicke) et l'intrication de plusieurs émetteurs(102; 103).

Pour finir, des systèmes plasmoniques sont également envisagés pour le piégeage d'atomes et de molécules dans des réseaux afin d'étudier la physique à N-corps (104). En effet, ils permettent un maillage du réseau beaucoup plus fin que les piégeages optiques et sont plus facilement intégrables et extensibles.

Développement de circuits plasmoniques

Dans la perspective d'utiliser les effets plasmoniques dans les réseaux de communication afin d'améliorer l'interaction lumière-matière ou de tester les propriétés quantiques des plasmons, il est nécessaire de développer tous les outils nécessaires à la réalisation de circuits plasmoniques (105). On peut dégager trois types de composants : les composants nécessaires à la génération de plasmons uniques, des éléments permettant la manipulation des plasmons et enfin des détecteurs à plasmons.

Pour générer des plasmons, une idée simple est d'utiliser une source externe de photons tels une source paramétrique ou un émetteur de photons uniques (centre NV ou boîte quantique) et de convertir les photons en plasmons. Mais il y a aussi des émetteurs intégrés dans des guides d'onde plasmonique (109) qui émettent des plasmons uniques par émission spontanée suite à une excitation par une source classique externe. En utilisant un centre NV positionné au bout de l'apex d'une pointe d'un microscope optique de champ proche, il est également possible de réaliser une source de plasmons déterministe (106). Les performances de ses sources sont naturellement améliorées en utilisant des cavités (92) ou des antennes plasmoniques permettant de contrôler la directionnalité des plasmons(51).

La seconde étape du circuit plasmonique consiste à manipuler les plasmons, à les faire se propager dans des directions données et à les faire interférer afin de générer des fonctions logiques plus complexes. Les pertes du plasmon ne lui permettent pas de se propager sur de très grandes distances (la dizaine de microns). Cependant, les plasmons de surface longue portée (Long Range SPP) peuvent atteindre des longueurs de propagation de l'ordre du centimètre. En contre-partie, ils sont relativement peu confinés. De multiples canaux plasmoniques ont été développés pour guider les plasmons, parmi eux, des nanofils (44) et des guides d'onde diélectriques posés sur une surface métallique (Dielectric Loaded Surface Plasmon Waveguides)(110; 107). Des circuits plasmoniques avec des solutions hybrides mélangeant des guides d'onde métalliques et diélectriques semblent être

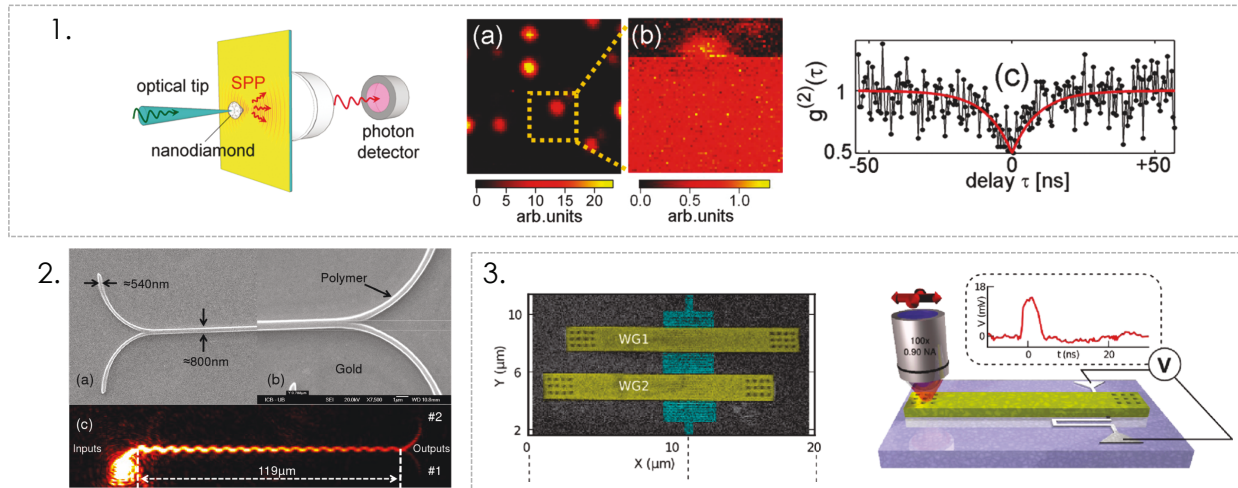


FIGURE 1.11 – 1. Source de plasmon déterministe en utilisant un nanodiamant (accueillant deux centres NV) déposé sur l'apex d'une pointe de microscope de champ proche fibrée. L'excitation des centres NV via la pointe génère localement des plasmon à l'approche de la surface d'un métal. La fonction de $g^{(2)}$ correspond à la fonction attendue pour l'excitation simultanée de deux émetteurs uniques(106). 2. Contrôle thermo-optique d'interférences d'un mode hybride plasmonique et photonique utilisant des guides d'onde diélectriques pour la propagation de modes plasmoniques (107). 3. En couplant un guide d'onde plasmonique à un détecteur de photons uniques superconducteur, il est possible de faire de la détection électrique de plasmons uniques sur puce (108).

un bon compromis entre des pertes modérées et des zones localisées où le champ plasmonique est fortement confiné et intense. Sans utiliser des guides pour conduire le plasmon à la surface d'un métal, il est également possible de faire des prismes à plasmon ou des éléments capables de les focaliser avec des composants diélectriques (111).

Un élément crucial pour le développement de circuits plasmonique est la possibilité de faire interférer des plasmons entre eux. Des nanotrous gravés dans un film d'or peuvent permettre la réalisation d'interférences d'Young (112) et l'analyse de la cohérence temporelle des plasmons (113). Un nanofil d'or a montré qu'il pouvait agir comme une séparatrice en séparant le flux d'un centre NV en deux et en découplant les plasmons à chaque extrémité (15). D'autres structures basées sur le principe de réseaux de Bragg ont vu le jour (114). Une séparatrice sensible à la polarisation a également été conçue(115; 116).

Pour fabriquer un circuit tout plasmonique, il est nécessaire de pouvoir détecter les plasmons directement sur le circuit. Un premier détecteur à plasmon en germanium a été réalisé (117). L'arrivée d'un plasmon génère une paire électron-trou dans le nanofil de germanium et l'application d'un champ statique permet de séparer les paires afin de créer un courant de détection. La sensibilité du détecteur peut atteindre jusque 50 électrons par plasmon. Des détecteurs plus rapides à base de matériaux super-conducteurs ont depuis été réalisés et des expériences de plasmonique quantique ont été effectuées avec ces détecteurs (108).

Récemment, un article a pointé la possibilité de faire de la détection plasmonique au delà du bruit de grenaille et de la limite de diffraction en combinant le fort confinement des modes plasmonique

et les propriétés quantiques de la lumière (118).

Effets quantiques liés à la taille des structures plasmoniques

La plasmonique quantique comprend également l'étude des effets quantiques sur les résonances plasmoniques dus à la réduction des dimensions des structures métalliques. La bande de conduction des métaux représente un ensemble continu des états de conduction des électrons pour des échelles macroscopiques. En réduisant la taille des structures métallique au-delà d'une taille critique, la bande commence à se discrétiser en niveaux d'énergie distincts et le modèle de Drude pour décrire la réponse diélectrique du matériau n'est plus valide. Plusieurs expériences ont mis en avant cette limite (119; 120). La signature du changement de régime se traduit par un décalage de la fréquence plasmon accompagné d'un élargissement de la résonance et de l'apparition d'une structure fine dans les niveaux d'énergie.

La déviation observée par rapport à l'électromagnétisme classique a nécessité le développement de nouveaux outils théoriques capables de modéliser les effets quantiques à ces échelles et des modèles analytiques ont dû être utilisés (120). La théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT pour l'anglais density functional density) (121) remplace la fonction d'onde multiélectronique par la densité électronique en tant que quantité de base pour les calculs et a réussi à reproduire les effets observés sur des nano-capsules, des nano-tubes et des dimères. Ces effets ont également été étudiés dans le graphène et les films fins.

Un autre effet quantique lié aux dimensions nanométriques intervient quand on réduit l'espace entre deux nanoparticules métalliques, il s'agit de l'effet tunnel où les électrons d'une nanoparticule peuvent passer une barrière de potentiel entre deux structures, comme cela a été observé pour deux nanoparticules séparées de moins de 1nm (122). Il existe également là une distance critique à partir de laquelle les électrons transitent d'un bout à l'autre par effet tunnel. Des modèles quantiques prenant en compte ces effets ont été développés (123). Des effets non-linéaires dans l'effet tunnel ont également été observés (124) permettant le contrôle par un champ incident du transfert de charge, ce qui peut être intéressant dans le développement de modulateurs plasmoniques. Plus récemment, il a été montré qu'un système actif utilisant un champ statique externe et l'effet tunnel dans le nano-espacement entre deux nanosphères plasmoniques peut permettre le contrôle actif de la réponse optique des nanoantennes (125).

L'optique quantique avec des plasmons

Etant donné que le plasmon a été quantifié et respecte des lois de commutation bosonique, les expériences fondamentales de l'optique quantique peuvent être applicables aux plasmons. Ceci permet d'envisager la réalisation de ces expériences sur des micropuces et permet potentiellement de bénéficier des interactions exaltées des plasmons avec des émetteurs quantiques. Des doutes persistent cependant quant à l'effet des pertes qui peuvent introduire de la décohérence et détruire les propriétés quantiques du plasmon. Le plasmon unique étant un objet quantique constitué d'un

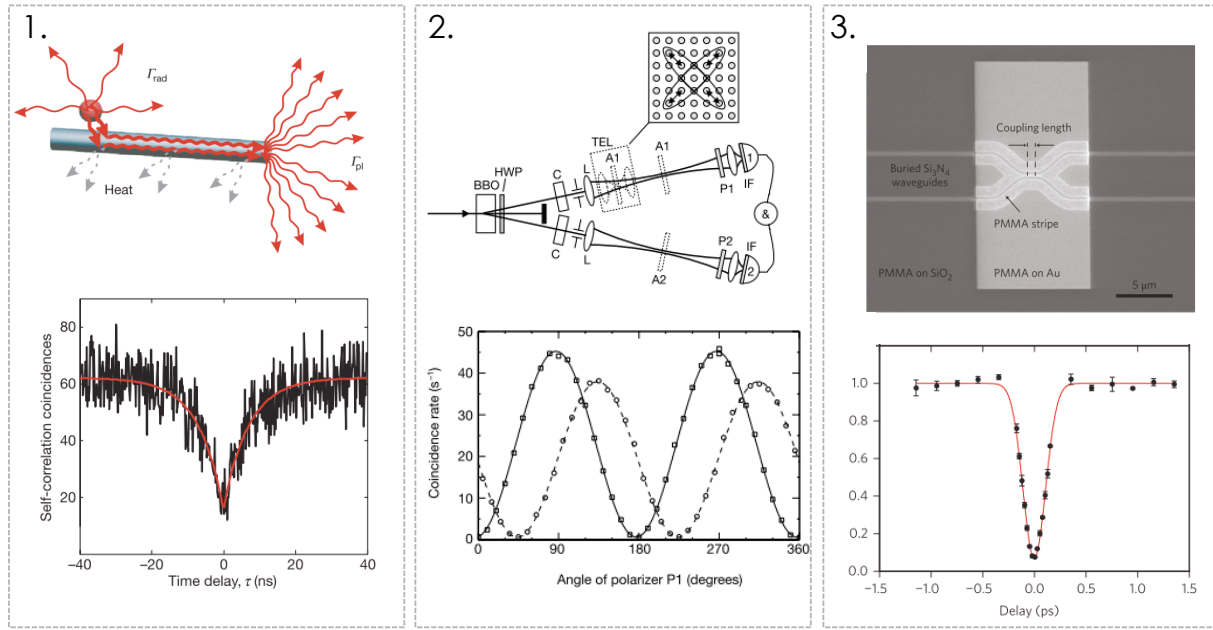


FIGURE 1.12 – 1. Le couplage d'une boîte quantique de CdSe avec un nano-bâtonnet d'argent a révélé une statistique de plasmon unique et une exaltation de l'émission spontanée de $2.5(10)$. **2.** Altewischer et al. ont produit des paires de photons intriqués en polarisation et ont fait traverser un des photons à travers une matrice de nano-trous métalliques supportant des modes plasmoniques. A l'issue de ce test, ils ont vérifié expérimentalement la préservation des propriétés d'intrication des photons après conversion photon-plasmon puis plasmon-photon (11). **3.** Les interférences à deux plasmons (ou expérience d'Hong-Ou-Mandel à deux plasmons) a été démontré ici à l'aide de guides d'onde diélectriques déposés sur une surface d'or supportant des modes plasmoniques (DLSPW pour l'anglais Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide)(126).

nombre macroscopique d'électrons, des collisions entre électrons peuvent avoir lieu et réduire la cohérence du plasmon jusqu'à perdre l'information quantique.

Pour tester les limites de la cohérence du photon ainsi que pour développer et tester les outils de manipulation des plasmons, de nombreux groupes ont tenté de reproduire des expériences fondamentales de l'optique quantique avec des plasmons. La préservation de l'intrication entre deux photons après conversion en plasmon puis reconversion en photon a été démontrée par Altewischer *et al.*(11). Depuis, plusieurs tests de préservation de l'intrication en énergie-temps (12), en moments angulaires (13) et en chemins (14) ont été effectués. Huck et al. ont également testé la robustesse de la conversion photon-plasmon pour leur utilisation sur des états quantiques continus (127), en étudiant la préservation de la compression en quadratures (quadrature squeezing en anglais) d'un plasmon. Ceci est une preuve importante démontrant la possibilité d'employer la plasmonique dans les réseaux de communication à variables continues.

Le caractère corpusculaire des plasmons a été testé et notamment la préservation de la statistique d'un émetteur après conversion à des plasmons de surface (128). En particulier, le dégrouement d'un plasmon unique a été observé pour un émetteur couplé à un nanofil (10). Par ailleurs, Kolesov et al. observent des cannelures dans le spectre de fluorescence d'une lacune de centre NV couplé

à un nanofil d'argent. L'excitation optique du centre NV génère des plasmons uniques par émission spontanée du centre NV qui sont guidés dans le nanofil. Celui-ci joue le rôle de séparatrice plasmonique et sépare le flux de plasmons issu du centre NV en deux. En mesurant la fonction d'autocorrelation en intensité entre les deux extrémités du fil et on observe un dégroupement, preuve de l'unicité du plasmon. Des cannelures sont ensuite observées dans le spectre des photons découplés au niveau de chaque extrémité. Elles peuvent s'interpréter comme les interférences dues à la réflexion d'une partie des plasmons aux extrémités du fil. Le nanofil peut alors être vu comme un interféromètre de Mach-Zehnder où, pour une différence de marche fixe, les interférences se traduisent en longueur d'onde dans le spectre (15). Il s'agit d'une démonstration indirecte de la nature ondulatoire du plasmon localisé. Nous montrerons dans ce manuscrit une autre approche mettant en évidence la dualité onde-corpuscule d'un plasmon de surface se propageant librement à une interface (20) en utilisant la démarche des expériences de Grangier *et al.* (21). Des interférences à deux plasmons (interférences de Hong-Ou-Mandel plasmoniques) ont également été démontrées par de nombreux groupes (129; 17; 18; 19).

Il a été observé dans plusieurs expériences de plasmonique quantique une baisse de la visibilité des interférences (11; 12; 130). Cette observation semble être corroborée par les récentes expériences sur l'effet HOM plasmonique. Par ailleurs, il est particulièrement intéressant de remarquer que les interférences d'HOM plasmoniques ont été réalisées avec différents dispositifs plasmoniques supportant différents types de modes plasmoniques. Les expériences réalisées avec des modes guidés dans des diélectriques (DLSPPW) montrent une très légère baisse de visibilité du creux HOM par rapport au cas photonique (129; 18), alors que les expériences réalisées avec des plasmons guidés dans une bande d'or ou dans un nanofil métallique montrent des visibilités d'interférences de l'ordre de 0.5 (16; 17) ou présente une grande incertitude de mesure (19). Il faut noter que les modes plasmoniques des DLSPPWs ont leur énergie principalement dans le milieu diélectrique ce qui réduit l'influence des pertes et donc des potentiels effets de décohérence lié au métal. Cependant, aucune conclusion ne peut être tirée quant à l'origine de ces baisses de visibilités car il faudrait pouvoir rigoureusement analyser la contribution d'une baisse de visibilité due à des effets de perte de cohérence purement classique du plasmon et ceux dus à de la décohérence quantique, c'est-à-dire à la perte de l'information quantique par intrication du plasmon avec son environnement.

1.4 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons établi les notions de base de la plasmonique et de l'optique quantique nécessaires pour la suite du manuscrit. Nous avons également effectué un bref tour d'horizon sur l'état de l'art en nanophotonique, puis plus détaillé en plasmonique quantique.

Le sujet d'étude de ce manuscrit s'inscrit plus particulièrement dans la réalisation d'expériences d'optique quantique avec des plasmons de surface dans leur définition la plus simple : un mode plasmonique se propageant à l'interface entre un milieu métallique et un milieu diélectrique. L'idée principale sous-jacente est de développer une plateforme de manipulation des plasmons qui préserve les propriétés quantiques du plasmon. Il est donc nécessaire de vérifier expérimentalement la qualité des structures en vérifiant la dégradation ou non des propriétés quantiques des plasmons à travers

des expériences basiques de l'optique quantique.

Chapitre 2

Une plateforme intégrée pour la plasmonique quantique

Dans la perspective de réaliser des expériences de plasmonique quantique, nous avons besoin de composants optiques pour les plasmons de surface. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à des plasmons se propageant librement à l'interface entre l'or et l'air. Nous avons ainsi développé trois composants plasmoniques permettant de réaliser trois fonctions essentielles pour nos expériences : la conversion de photons en plasmons, la séparation équitable du flux plasmonique sur deux modes spatialement séparés ainsi que la reconversion des plasmons en photons. Chaque élément a été modélisé et optimisé à l'aide d'un code développé dans le groupe se basant sur la méthode modale de Fourier. Les structures optimales ont ensuite été fabriquées à l'Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaires (Strasbourg) par Eloise Devaux dans le cadre d'une collaboration avec le groupe de Thomas Ebbesen. Elles ont ensuite été testées, caractérisées puis améliorées, donnant ainsi lieu à la fabrication de plusieurs échantillons.

Ainsi, dans un premier temps, nous présenterons les solutions numériques optimisées choisies pour réaliser les trois fonctions fondamentales à la manipulation des plasmons : un convertisseur photon-plasmon, une séparatrice plasmonique équilibrée et un convertisseur plasmon-photon. Dans l'optimisation des structures, une attention toute particulière a été apportée à la séparatrice plasmonique car celle-ci joue un rôle fondamental dans les expériences d'interférométrie classique et/ou quantique avec les plasmons. En effet, l'équilibrage des coefficients en réflexion R et en transmission T de la séparatrice est responsable de la qualité des interférences (c'est-à-dire du contraste des franges) entre les champs incidents sur la séparatrice. Nous décrirons ensuite le montage mis en place afin d'assurer l'excitation des plasmons ainsi que la collection du signal issu de l'échantillon. Parmi les nombreux échantillons fabriqués, nous avons choisi de détailler l'analyse de deux échantillons qui ont permis de faire l'essentiel des mesures de plasmonique quantique : l'échantillon 3 et l'échantillon 9. Pour finir, nous nous attarderons plus particulièrement sur les effets de la différence de phase entre les coefficients en réflexion r et en transmission t en amplitude des séparatrices plasmoniques réalisées et sur les perspectives qu'elles peuvent ouvrir.

2.1 Les briques élémentaires de la manipulation des plasmons

2.1.1 Contraintes et moyens

Pour commencer, nous posons le cadre dans lequel les modélisations des briques élémentaires de manipulation plasmoniques ont été réalisées.

Nous nous sommes imposé trois contraintes dans nos simulation :

- minimiser les pertes pour chaque élément plasmonique conçu
- une longueur d’onde de travail fixée à 810 nm
- un support métallique en or pour le plasmon

D’une manière générale, le facteur le plus limitant pour la faisabilité expérimentale des expériences vient des pertes inhérentes aux plasmons. Il est donc crucial dans tous nos dispositifs de limiter les pertes et de maximiser l’efficacité de couplage ou de découplage des structures.

Le choix de la longueur d’onde de travail a tout d’abord été motivé par des considérations technologiques. En effet, l’un des principaux défis expérimentaux étant le fort niveau de pertes du système, nous avons limité autant que cela nous était possible, les pertes de signal à commencer par les pertes au niveau des détecteurs. En 2012, trois technologies se disputaient le marché : la technologie silicium (Si) sensible aux longueurs d’onde entre $\sim 250 - 1000\text{nm}$ avec des rendements quantiques pouvant atteindre jusqu’à 70% et un bruit d’obscurité allant de ~ 10 à 100s^{-1} , les technologies à base de germanium (Ge) opérant sur la bande $800 - 1600\text{nm}$ mais présentant un bruit important et les technologies d’arséniure de gallium-indium (InGaAs) sensibles à la gamme $900 - 1700\text{nm}$ avec des rendements typiques de 20% et des coups d’obscurité de $100 - 1000\text{cp/s}$. Au vu de notre cahier des charges, il nous est alors apparu préférable de travailler avec la technologie silicium, c’est-à-dire, essentiellement dans la gamme du visible. Par ailleurs, il est préférable de travailler avec la plus grande longueur d’onde possible afin de minimiser les pertes de propagation du plasmon, ce qui nous oriente vers des sources dans la gamme (800 – 1000 nm). Nous avons choisi pour nos expériences de plasmonique quantique de travailler avec une source de paires de photons opérant à $\sim 810\text{nm}$. On peut noter toutefois que l’évolution des technologies nous permet actuellement de trouver des détecteurs à base d’InGaAs avec des rendements de 70% @1550nm, ce qui rend transposable toutes nos expériences aux longueurs d’onde des télécommunications.

Pour finir, nous avons choisi l’or comme support de propagation de nos plasmons de surface car celui-ci s’oxyde très lentement dans le temps à l’air ambiant, ce qui nous garantit un état de surface durable et une bonne stabilité de nos mesures sur plusieurs années. Ainsi, tous les éléments plasmoniques décrits dans la suite sont gravés sur un film d’or de 300 nm déposé sur un substrat de silice (SiO_2) de 1.1 mm. Le film est suffisamment épais pour s’assurer que seul le plasmon de surface de l’interface air-or existe et qu’aucun mode plasmonique de film ne soit supporté sur la structure.

Pour concevoir nos outils de manipulation des plasmons, nous modélisons les champs dans les nanostructures avec une méthode modale de Fourier, également connue sous le nom de RCWA pour l’anglais Rigorous Coupled-Wave Analysis (27; 26; 131). Cette méthode se base sur les principes suivants : on ramène un problème 2D ou 3D à un problème 1D en utilisant les invariance et la

périodicité de la structure. Ainsi dans notre cas, nous utilisons le théorème de Floquet-Bloch pour décomposer un champ dans une structure périodique sur une base complète de fonctions pseudo-périodiques : les séries de Fourier. On peut ensuite définir des couches dans la dimension restante du problème puis on résout les équations de Maxwell avec nos champs décomposés en série de Fourier tronquées pour chaque couche. Dans chaque couche, on résout un problème aux valeurs propres, et à chaque vecteur propre on associe un mode de la couche. La connaissance de ces modes permet de propager analytiquement les champs dans chaque couche. Pour résoudre le problème dans sa totalité et relier les modes des couches entre eux, il suffit alors d'appliquer les relations de continuité aux composantes des champs. Il s'agit d'une méthode dite semi-analytique, car on résout numériquement un problème aux valeurs propres.

Dans le cadre des contraintes établies précédemment, nous nous intéressons maintenant aux trois éléments conçus à partir de l'optimisation de structures modélisées par la méthode RCWA : le convertisseur photon-plasmon, la séparatrice plasmonique équilibrée et le convertisseur plasmon-photon.

2.1.2 Le convertisseur directionnel de photon en plasmon

Le convertisseur de photons en plasmons de surface (convertisseur P-SPP) est un élément fondamental de nos expériences car il est la source des plasmons de surface à la surface de l'échantillon. Pour faciliter la manipulation et l'interaction des plasmons avec les différents éléments à la surface du métal, il est préférable que la source soit directionnelle. Le principe du lanceur de plasmons conçu est le suivant : on utilise une structure diffractive constituée de cannelures de tailles différentes afin de coupler un ordre diffracté dans le mode plasmonique qui nous intéresse. Les détails de la modélisation et de la caractérisation du lanceur sont donnés dans l'article suivant (132).

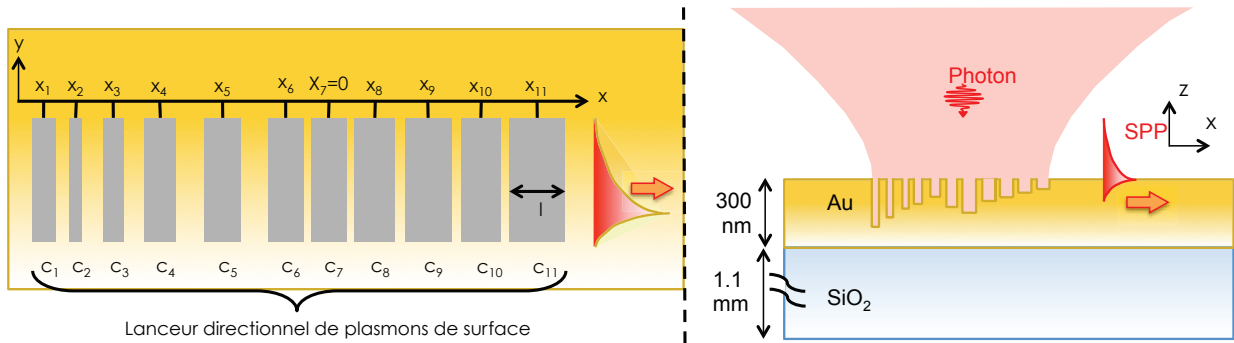


FIGURE 2.1 — (Gauche) Schéma des 11 cannelures du lanceur à plasmon, vu du haut. (Droite) profil du coupleur gravé dans 300 nm d'or déposé sur un substrat de silice de 1.1 mm. On vient exciter le mode plasmonique en focalisant un faisceau gaussien sur la structure en incidence normale.

Le lanceur optimisé numériquement est une structure constituée de 11 cannelures gravées dans de l'or et possédant des largeurs et des profondeurs diverses données dans le tableau 2.1. Les paramètres de chaque cannelure c_x , $x \in [1, 11]$, largeur, profondeur et écartement sont reportés. Le profil de la structure est présenté dans la figure 2.2(gauche) et une carte du module du champ $|Hy|^2$

au voisinage de la structure est montré dans la figure 2.1. Les valeurs de largeur et d'écartement trouvés par la simulation permettent une tolérance à la fabrication de 20 nm tandis que la précision requise sur la profondeur est de 10nm.

La figure 2.2(droite) illustre le fonctionnement du lanceur. Il est conçu pour coupler efficacement un faisceau gaussien en incidence normale et polarisé linéairement selon (Ox) à un plasmon se propageant (ici) vers la droite. Le couplage vers le plasmon de droite est de $\eta_{cd} = 0.62$ tandis que le couplage avec le plasmon de gauche est très faible ($\eta_{cg} = 0.01$). On peut donc parler de lanceur directionnel. Les simulations montrent que l'efficacité de couplage est relativement sensible au positionnement du faisceau gaussien par rapport au centre de la structure et donne un tolérancement de $\pm 1.5\mu\text{m}$ sur sa position.

FIGURE 2.2 – (GAUCHE) Simulation du champ proche du lanceur. La lumière est incidente sur la structure par le haut, en incidence normale. Elle permet le lancement d'un plasmon avec un efficacité théorique de 62%. (DROITE) Image au microscope électronique à balayage (MEB) du lanceur à plasmons vu de haut.

Paramètre	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9	C10	C11
Largeur (l) (nm)	171	157	190	271	321	424	422	435	419	428	443
Profondeur (p) (nm)	177	153	108	78	85	117	121	96	88	67	45
X-position (x) (μm)	3.653	-2.902	-2.21	-1.50	-0.789	0	0.735	1.48	2.258	3.017	3.758

TABLE 2.1 – Largeurs, profondeurs et position des onze cannelures du lanceur de plasmons de surface après optimisation.

L'excitation d'une structure diffractive par un champ électromagnétique peut également générer des ondes quasi-cylindriques (133) se propageant à la surface de l'or. Ces ondes diffèrent des ondes plasmoniques qui sont le couplage d'un champ électro-magnétique avec une densité de charge dans le métal. Afin de lever toute ambiguïté sur la nature du signal que nous mesurons en sortie du lanceur plasmonique après une distance typique de $20\mu\text{m}$, nous avons simulé l'amplitude des ondes quasi-cylindriques émises par le lanceur en fonction de la distance parcourue dans la figure 2.3. Les ondes quasi-cylindriques (ou latérales) sont atténuées très rapidement avec une distance de propagation voisine de $4\mu\text{m}$. Elles sont atténuées bien avant les plasmons dont la distance de

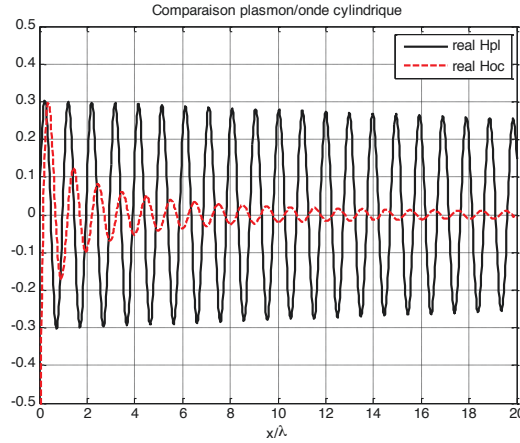


FIGURE 2.3 – Les simulations révèlent que les ondes quasi-cylindriques générées à la surface de l'échantillon s'évanouissent avant $20 \mu\text{m}$ de propagation. En revanche la partie réelle du champ du plasmon est très faiblement atténué sur $20 \mu\text{m}$.

propagation est de l'ordre de $\sim 50 \mu\text{m}$. On peut donc considérer qu'au bout de $2 \mu\text{m}$ les ondes quasi-cylindriques ne contribuent plus au signal collecté.

Pour finir, remarquons que par le principe du retour inverse de la lumière nous pouvons également utiliser ce lanceur de plasmon dans sa configuration inverse, c'est-à-dire comme un découpleur de plasmons en photons. Ainsi, en injectant des plasmons venant de la droite sur la structure de la figure 2.2(droite), on obtient du signal de photons découplés sortants par le convertisseur et émis orthogonalement par rapport à la surface de l'échantillon.

2.1.3 La séparatrice plasmonique

La séparatrice est l'élément central dans les expériences car elle permet la superposition de deux modes plasmonique afin de réaliser des interférences entre plasmons de surface. Il s'agit d'un élément qui doit être capable de diviser équitablement un flux incident de plasmons sur deux modes spatiaux distincts. On cherche donc à concevoir une séparatrice plasmonique ayant des coefficients en réflexion R et en transmission T égaux ($R=T$) et les plus élevés possibles afin de minimiser les pertes.

La séparatrice plasmonique conçue se base sur le principe d'un miroir de Bragg peu réfléchissant afin de réfléchir partiellement le flux incident de plasmon. En plaçant le miroir de Bragg à 45° du flux incident, on obtient la séparation des plasmons sur deux modes géométriquement perpendiculaires distincts dans le plan de la surface d'or, comme illustré dans la figure 2.4.

Le réseau de Bragg plasmonique consiste à alterner des couches de milieux d'indice optique différent le long de la propagation du plasmon avec une épaisseur $l_{Bragg} = \frac{\lambda \cos(\theta_{inc})}{2n_k(\lambda)}$ (où n_k est l'indice du milieu concerné et λ est la longueur d'onde du plasmon incident). Nous avons choisi d'optimiser un réseau à deux cannelures, de sorte que l'alternance des milieux est la suivante : or-air-or-air-or. Le changement d'indice entre deux milieux consécutifs permet la réflexion d'une partie du champ

à chaque interface. La première interface (or-air) réfléchit une partie du champ et transmet l'autre. La fraction du champ transmis est ensuite réfléchi à la deuxième interface (air-or). Quand elle parvient de nouveau à la première interface, l'onde aura parcouru une distance supplémentaire de $2x_{\frac{\lambda}{2n(\lambda)}}$ par rapport au champ réfléchi à la première réflexion, ce qui correspond à un déphasage de 2π . Les deux ondes s'ajoutent donc constructivement, ce qui permet d'augmenter l'amplitude du champ réfléchi. En augmentant le nombre de couches vu par le champ incident, on augmente le nombre de réflexions subies par le champ et on augmente ainsi l'amplitude du champ réfléchi.

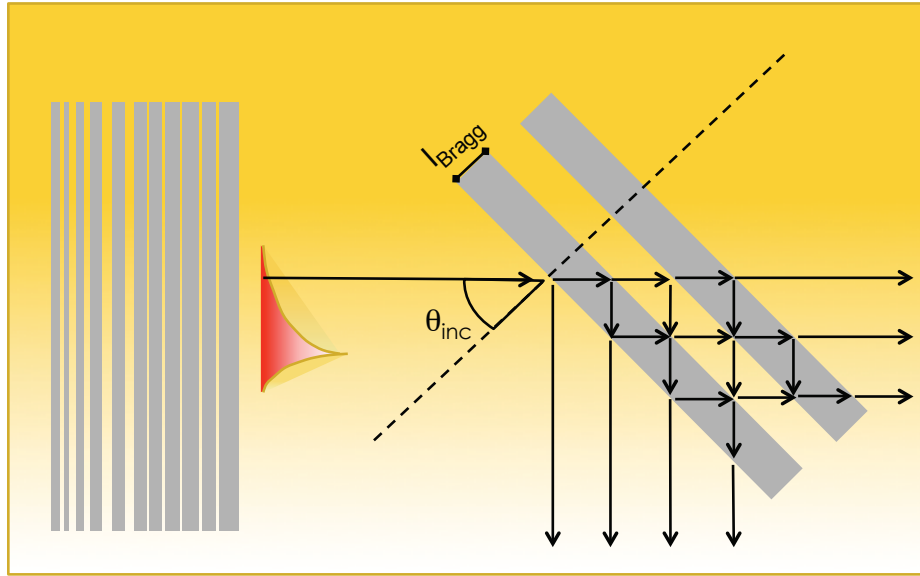


FIGURE 2.4 – Illustration du fonctionnement d'un miroir de Bragg avec deux alternances d'indices. Les zones grises représentent des couches d'air et les zones jaunes sont remplies d'or.

Les caractéristiques de la séparatrice plasmonique ont été optimisées pour fournir des coefficients R et T , de réflexion et de transmission en intensité égaux et les plus grands possibles. Les paramètres optimisés sont les suivants : la largeur L des cannelures (les largeurs des deux cannelures sont identiques), l'écartement E entre les cannelures et la profondeur H des cannelures (identique pour les deux cannelures également). Le résultat de l'optimisation donne les paramètres reportés dans le tableau 2.2. Elle permet des coefficients R et T équilibrés avec $R = T = 25\%$ et un coefficient de perte P égal à 50% . Les pertes de la séparatrice sont principalement dues aux pertes par diffusion des structures dans l'espace libre mais elles comprennent aussi les pertes ohmiques dans le métal.

Paramètre	Cannelure
Largeur (L) (nm)	350
Profondeur (H) (nm)	110
Ecartement (E) (nm)	250

TABLE 2.2 – Largeurs, profondeurs et position des cannelures de la séparatrice plasmonique après optimisation.

2.1.4 Les fentes débouchantes de découplage

Le dernier élément nécessaire pour la réalisation d'expériences en plasmonique quantique est un convertisseur SPP-photon (SPP-P). Cet élément est important car il nous permet de convertir le résultat des expériences plasmoniques en photons que l'on peut détecter avec des compteurs de photons uniques dans le régime quantique. N'ayant pas en notre possession de détecteurs à plasmons uniques, nous avons donc choisi de convertir nos signaux plasmoniques en signaux photoniques.

Nous avons évoqué plus haut la possibilité d'utiliser les convertisseurs P-SPP en inversant l'ordre des cannelures pour obtenir un convertisseur SPP-P. Cette solution est tout à fait valable mais présente l'inconvénient de découpler les plasmon en photon du même côté du film d'or que le faisceau incident. Ainsi, la lumière diffractée par les coupleurs ainsi que la séparatrice peuvent se mélanger au signal des plasmons ayant interagis sur le film. Pour éviter toute contamination du signal issu de l'expérience plasmonique par la lumière diffusée, nous avons décidé d'optimiser une structure qui nous permette de récupérer le signal issu des plasmons de l'autre côté du film de façon à découpler proprement le signal parasite du signal expérimental utile.

Nous avons choisi d'utiliser une simple fente débouchante sur le substrat de silice. Le bord abrupte du film d'or au niveau de la fente permet la diffraction du mode plasmonique dont le vecteur d'onde k_{SPP} est trop élevé pour pouvoir se coupler à un mode propagatif dans l'air mais suffisamment faible pour se coupler à un mode propagatif dans le substrat de verre. En effet, le vecteur d'onde du plasmon à l'interface air-or est de $k_{SPP} = 1.02k_0$ où $k_0 = 2\pi/\lambda$, et vérifie l'inégalité suivante $k_0 < k_{SPP} < n_{verre}k_0$.

L'optimisation s'est donc principalement portée sur la largeur de la fente débouchante présentée dans la figure 2.5. En augmentant progressivement la largeur de la fente, on constate que la fraction du flux transmis tend vers une asymptote de 0.5, que l'on atteint à partir d'une largeur de fente d'environ $10\ \mu\text{m}$. Pour une largeur de $10\ \mu\text{m}$, nous avons tracé le diagramme de rayonnement du flux émis par la fente dans la figure 2.5 (droite). Il y a un pic d'émission pour $\theta_d \sim 42^\circ$ avec une largeur angulaire de $\pm 10^\circ$. L'angle moyen de 42° s'explique simplement en remarquant que le vecteur d'onde du plasmon est proche de celui de l'air (k_0). Il n'est donc pas étonnant de constater que l'angle de découplage des plasmons dans le verre correspond globalement à l'angle critique pour une interface verre air : $\theta_d = \arcsin(1/n_{verre}) = \arcsin(2/3) = 42^\circ$.

Pour notre design final, nous avons donc choisi de faire des fentes de largeur $10\ \mu\text{m}$ découplant le signal avec une efficacité de $\eta_d = 50\%$.

2.1.5 Bilan

A partir des trois éléments nous pouvons maintenant construire une expérience impliquant des plasmons. L'expérience que nous voulons réaliser est simple : il s'agit de superposer deux modes plasmoniques. En partant des lanceurs directionnel, il suffit de convertir deux modes photoniques incidents en modes plasmoniques, puis de les combiner avec la séparatrice plasmonique pour enfin les convertir à nouveau en photons grâce aux fentes débouchantes. Le montage plasmonique

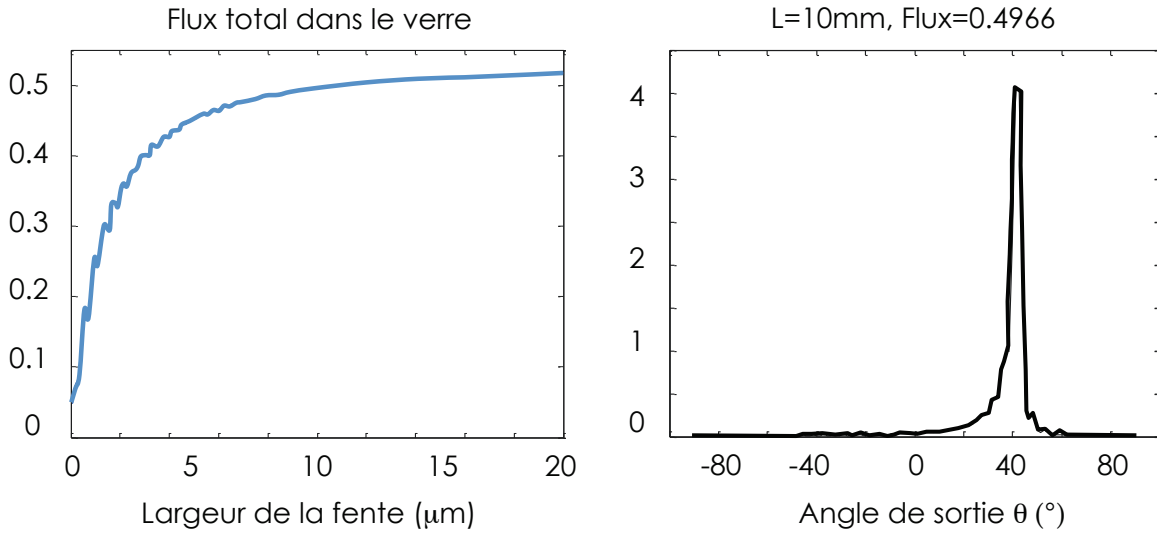


FIGURE 2.5 – (Gauche) Influence de la largeur de la fente sur le flux total transmis dans le verre. (Droite) Flux rayonné dans le verre en fonction de l'angle de sortie dans le verre.

permettant de réaliser cela est montré dans la figure 2.6. Deux solutions sont proposées. Le dispositif de gauche est un montage où les convertisseurs SPP-P sont des structures à cannelures. La longueur des convertisseurs à cannelures est de $d = 20 \mu\text{m}$ et leur largeur est de $w \sim 10 \mu\text{m}$. Le signal issu des plasmons est découplé du côté de la face par laquelle la lumière a été couplée aux convertisseurs P-SPP, c'est-à-dire la face-avant. Le dispositif de droite est un montage pour lequel les convertisseurs P-SPP sont des fentes débouchantes. La longueur de la fente est également de $d = 20 \mu\text{m}$ et sa largeur est de $w = 10 \mu\text{m}$. Le signal issu de ces fentes se découple du côté opposé de l'échantillon, c'est-à-dire par la face-arrière.

Dans la suite, nous allons étudier les deux types de dispositifs.

2.2 Montage de caractérisation des échantillons plasmoniques

A ce stade, nous avons conçu les briques élémentaires de manipulation des plasmons. Il faut maintenant les fabriquer et les caractériser. La fabrication des échantillons est effectuée par Eloise Devaux à Strasbourg. Nous nous intéresserons dans cette section à la mise en place du montage optique de caractérisation des structures plasmoniques.

2.2.1 Cahier des charges du montage optique

La fonction principale du montage est de permettre l'excitation des modes plasmoniques via les lanceurs directionnels et la récupération du signal issu de l'échantillon sur la face avant de l'échantillon (c'est-à-dire du côté de l'excitation) et par la face arrière (c'est-à-dire du côté opposé à l'excitation). On parlera dans la suite d'analyse en face-avant et d'analyse en face-arrière pour distinguer les deux situations.

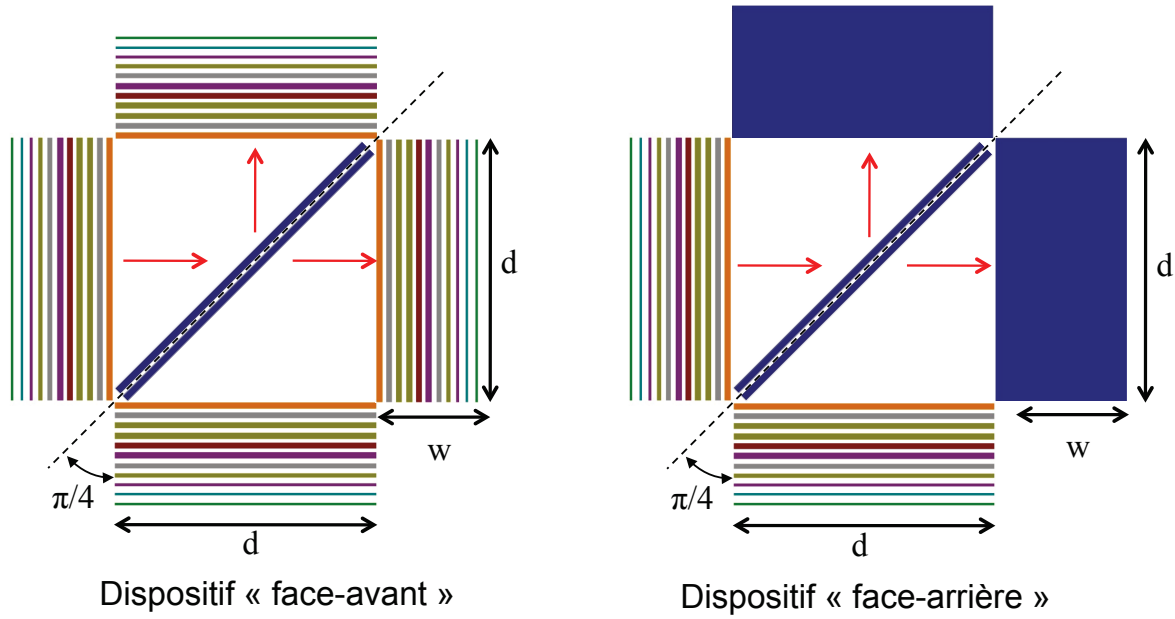


FIGURE 2.6 – Dispositifs plasmoniques permettant de réaliser des interférences plasmoniques. Ils sont chacun constitué des trois briques élémentaires de manipulation plasmonique : deux lanceurs à plasmons, une séparatrice plasmonique et deux convertisseurs SPP-P. Le dispositif de gauche est un dispositif "face-avant" dans le sens où on couple la lumière au structure et on la découple sur la même face de l'échantillon. Le dispositif de droite est un dispositif "face-arrière" car on découple les plasmons du côté opposé de l'injection de lumière.

Ce montage présente un certain nombre de contraintes que nous allons énumérer :

- C1. On doit pouvoir se coupler aux structures avec deux faisceaux indépendants et de polarisation orthogonales.
- C2. La taille des spots dans le plan de l'échantillon doit être de $6\lambda = 4.86\mu\text{m}$.
- C3. On doit pouvoir contrôler le positionnement des spots sur le réseau à $\pm 1.5\mu\text{m}$.
- C4. Permettre l'observation de l'échantillon à la caméra et son éclairage.
- C5. Il faut que le taux de photons détecté sur chaque détecteur en fin d'expérience soit supérieur à ~ 1000 cp/s.

La contrainte C1 est solutionnée en utilisant deux voies distinctes d'excitation de l'échantillon et en les superposant grâce à un cube séparateur de polarisation. Le cube séparateur de polarisation garantit que les photons issus des deux voies d'entrée différentes possèdent des polarisations orthogonales et la séparation spatiale des voies permet leur manipulation indépendante.

Le waist du mode fondamental de la fibre SMP1 (et de la fibre SMP2) est de $2.45\mu\text{m}$. Afin d'éviter toute ambiguïté de définition du waist, nous définissons le waist w_0 d'un profil en intensité de la façon suivante : $I(r) \propto e^{-\frac{(r-r_0)^2}{w_0^2}}$. En découplant les fibres avec un objectif x20 et en focalisant leurs faisceaux collimatés avec un objectif x10 sur l'échantillon, le plan de la fibre est conjugué au plan de l'échantillon avec un grandissement de 2. Cela nous permet donc d'avoir un waist au niveau de l'échantillon de $4.9\mu\text{m} \sim 6\lambda$ ce qui valide bien la contrainte C2.

Pour satisfaire la contrainte C3, il est nécessaire de pouvoir ajuster finement le déplacement des

spots sur l'échantillon. Le déplacement des spots s'effectue en déplaçant les objectifs de découplage OBJ1 par rapport aux fibres fixes. En prenant en compte la conjugaison des fibres à l'échantillon qui possède un grandissement de 2, on en conclut que la résolution de déplacement de l'objectif doit être soit meilleure que $(1.5/2)\mu\text{m}$. Cette contrainte peut être validée en s'équipant de blocs de translation avec des vis différentielles de résolution ($50\mu\text{m}$ par révolution). En effet, la résolution angulaire minimale standard sur la rotation d'une vis étant de 5° , on en déduit que la résolution minimale nous permet des déplacements de $0.7\mu\text{m}$. Nous nous trouvons donc à la limite de sensibilité de nos vis.

Pour satisfaire les contraintes C4 et C5, nous avons positionné un cube séparateur 50 : 50 escamotable. Il nous permet de visualiser l'échantillon lors de l'alignement en envoyant la lumière réfléchiée par celui-ci sur une caméra. Il peut ensuite être retiré lors des mesures avec des faibles flux pour éviter de perdre 50% du flux à l'injection. La voie d'éclairage de l'échantillon est elle aussi escamotable et réutilise les chemins existants du montage pour éviter de perdre trop de place sur la table optique. De plus pour diminuer les pertes, les optiques ont été traitées anti-reflets quand cela était possible.

2.2.2 Montage expérimental et procédure d'alignement

Description du montage

Pour pouvoir manipuler chaque spot de façon indépendante, nous avons placé les deux points sources (ici les sorties des fibres à maintien de polarisation SMP1 et SMP2) sur deux voies spatiales perpendiculaires. Le faisceau issu de chaque fibre est collimaté par des objectifs de microscope (OBJ 1) ayant un grossissement de 20. Chaque faisceau traverse alors une lame demi-onde ($DO_{T_{plasmon}}$ et $DO_{R_{plasmon}}$ respectivement) qui permettent de contrôler l'état de polarisation incident sur le cube séparateur de polarisation (PBS). PBS réfléchit la polarisation verticale et transmet la polarisation horizontale. De cette façon, les deux faisceaux peuvent emprunter le même chemin. L'orientation des deux polarisations orthogonales est ensuite ajustée pour correspondre à l'orientation des cannelures des coupleurs orthogonaux grâce à la lame demi-onde DO_{Tot} . Les photons arrivent alors à l'objectif (OBJ 2) qui conjugue les fibres avec le plan de l'échantillon. Deux situations se présentent : ou bien on travaille sur un composant avec des découpleurs constitués de cannelures (analyse face-avant) et les plasmons se découplent du même côté que l'injection, ou bien on travaille avec les fentes débouchantes et les plasmons se découplent dans le substrat de verre qui est déposé sur une lentille semi-boule SIL (analyse face-arrière).

Dans l'analyse en face-avant, le signal réfléchi passe à nouveau dans l'objectif OBJ 2 et est réfléchi par le cube semi-réfléchissant (50 :50) pour être imagé à la caméra (DCC1545M, Thorlabs) avec la lentille L1 de focale $f_1 = 400$ mm. La conjugaison du plan de l'échantillon sur la caméra permet un grandissement de 22, ce qui nous permet de visualiser clairement les structures qui occupent un espace de $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ (surface typique d'un dispositif). Pour pouvoir éclairer l'échantillon nous utilisons une diode électroluminescente (LED) blanche que nous insérons dans le montage à l'aide d'un miroir escamotable dans l'un des bras d'entrée. On ajuste la zone éclairée sur l'échantillon en déplaçant la lentille L2 ($f_2 = 30$) mm le long de l'axe optique.

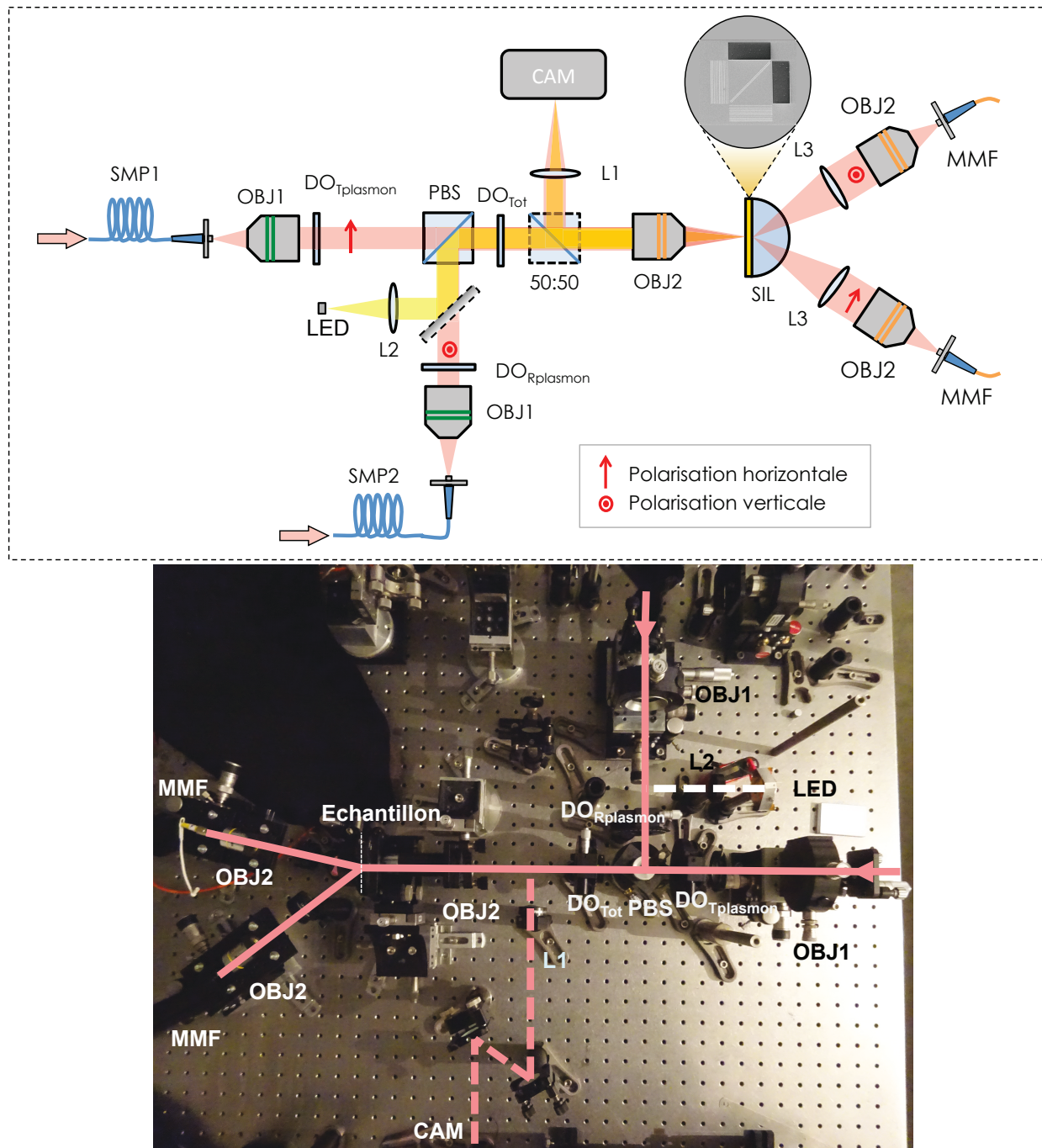


FIGURE 2.7 – Montage expérimental de l'excitation des plasmons de surface à la surface de l'échantillon plasmonique.

Lors de l'analyse en face-arrière, la collection se fait derrière le substrat de l'échantillon. Les faisceaux qui sortent de l'échantillon sont divergents et nécessitent d'être collimatés grâce aux lentilles L3 ($f_3 = 75$ mm) afin de facilement les coupler dans des fibres multimodes à l'aide d'objectifs de microscope Olympus x10.

Dans la figure 2.7, les éléments optiques dont les bords sont en pointillés sont des éléments qui servent à l'alignement mais que nous retirons pendant les mesures effectuées avec les plasmons uniques afin d'éviter toute perte de signal superflux.

Procédure d'alignement

L'alignement de cette partie du montage est cruciale car elle conditionne fortement le recouvrement des modes plasmoniques qui interféreront au niveau de la séparatrice.

Les différentes étapes de l'alignement de l'échantillon avec les deux faisceaux incidents sont décrites dans la figure 2.8.

- L'étape 1 consiste à aligner la fibre SMP1 avec l'objectif OBJ1. Pour cela, on place un miroir derrière l'objectif afin de recoupler la lumière issue de la fibre dans la fibre elle-même par auto-collimation. On mesure la puissance recouplée à l'aide d'un puissance-mètre. A l'issue de cette étape, le faisceau issu de SMP1 est maintenant collimaté et définit l'axe optique du montage de la partie plasmonique. Pour le matérialiser, on place deux diaphragmes sur le chemin du faisceau.
- L'étape 2 consiste à placer le cube séparateur de polarisation perpendiculaire au faisceau. Puis, on aligne la surface de l'échantillon d'or par auto-collimation dans la fibre SMP1. Comme il est permis à l'échantillon de translater le long de l'axe optique, il faut naturellement veiller à ce que ce déplacement soit bien parallèle à l'axe optique lors du placement du porte-échantillon.
- Dans l'étape 3, on aligne le deuxième bras d'injection par retour inverse de la lumière due à la réflexion sur l'échantillon. En effet, le faisceau issu de SMP1 est réfléchi par l'échantillon puis une très faible partie est réfléchie par le cube séparateur de polarisation dans la direction qui nous intéresse. On place du mieux possible la fibre SMP2 sur le trajet de la lumière de façon à observer un faible signal de couplage en sortie de la fibre SMP2 au puissance-mètre. Puis on place le deuxième objectif OBJ1 sur la voie réfléchie et on améliore le couplage dans la fibre SMP2 en affinant la position de OBJ1.
- Dans l'étape 4, on place le cube séparateur 50 :50 entre le PBS et l'échantillon pour pouvoir imager le faisceau sur la caméra. Puis, on place la lentille 400 mm avant la caméra. En injectant de la lumière par les fibres SMP1 et SMP2, on vérifie la superposition des spots à la caméra. Le recouvrement des taches signifie alors que les deux faisceaux issus des fibres SMP1 et SMP2 sont parallèles.
- La dernière étape consiste à placer l'objectif de microscope parfaitement sur l'axe optique. Pour cela, on place le mieux possible la monture de l'objectif de façon à ce qu'elle soit centrée par rapport au faisceau puis on positionne l'objectif le long de l'axe optique pour focaliser les spots à la surface de l'échantillon à la caméra. Pour vérifier l'alignement des faisceaux par rapport à l'objectif OBJ2, on déplace légèrement l'échantillon de part et d'autre du plan focal afin de vérifier le centrage du cône de focalisation. Si celui-ci n'est pas centré avec l'image dans le plan focal, on ajuste la position de l'objectif OBJ2 de façon itérative de façon à obtenir une tache image parfaite dans le plan focal et dans les plans défocalisés.

A ce stade, les spots issus des fibres SMP1 et SMP2 sont superposés, mais dans la suite le but ultime est de les positionner sur les lanceurs à plasmons des dispositifs de la figure 2.6 en incidence normale. Pour s'assurer d'être le plus proche possible de la normale, nous déplaçons l'échantillon dans le plan (O,X,Y) de façon à centrer les spots au centre de la séparatrice plasmonique. Ensuite, on déplace les spots sur leurs coupleurs respectifs qui sont situés à $10\ \mu\text{m}$ du centre du composant en déplaçant délicatement les objectifs de découplage. Un déplacement du spot de $10\ \mu\text{m}$ par rapport

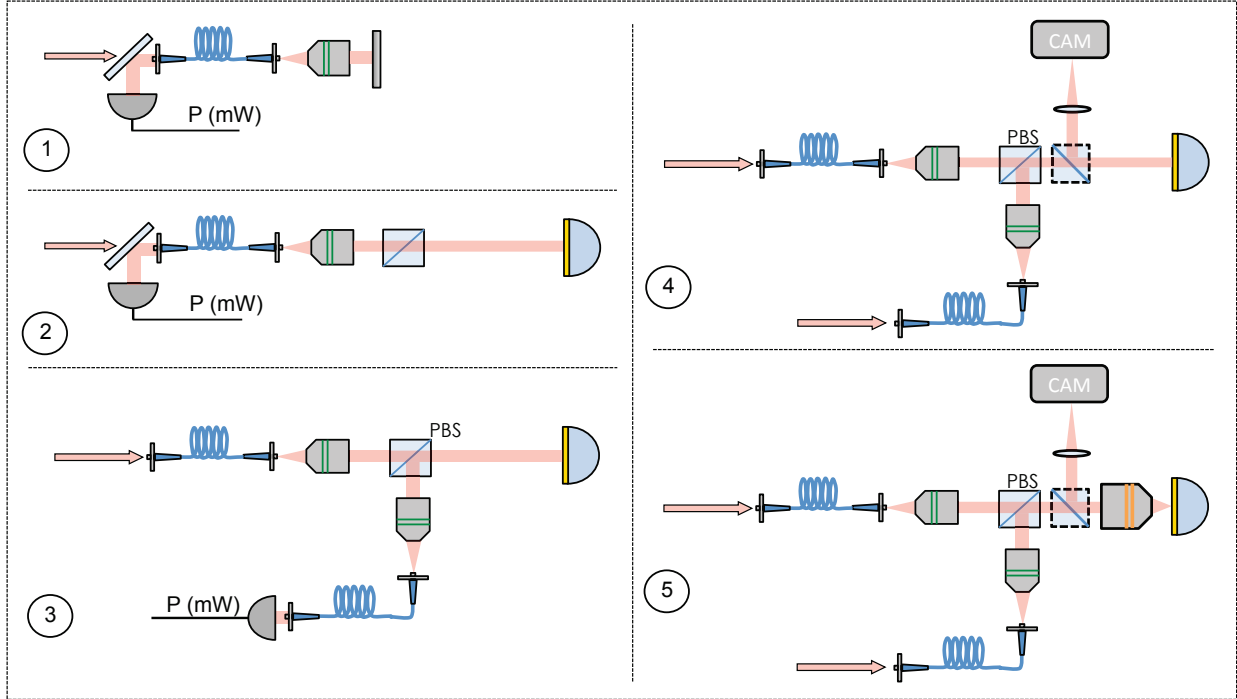


FIGURE 2.8 – Procédure d'alignement de l'excitation des plasmons à la surface de l'échantillon plasmonique.

à la normale correspond à un angle d'incidence sur l'échantillon de 0.03° qui peut être considéré comme négligeable pour le couplage efficace à nos coupleurs plasmoniques.

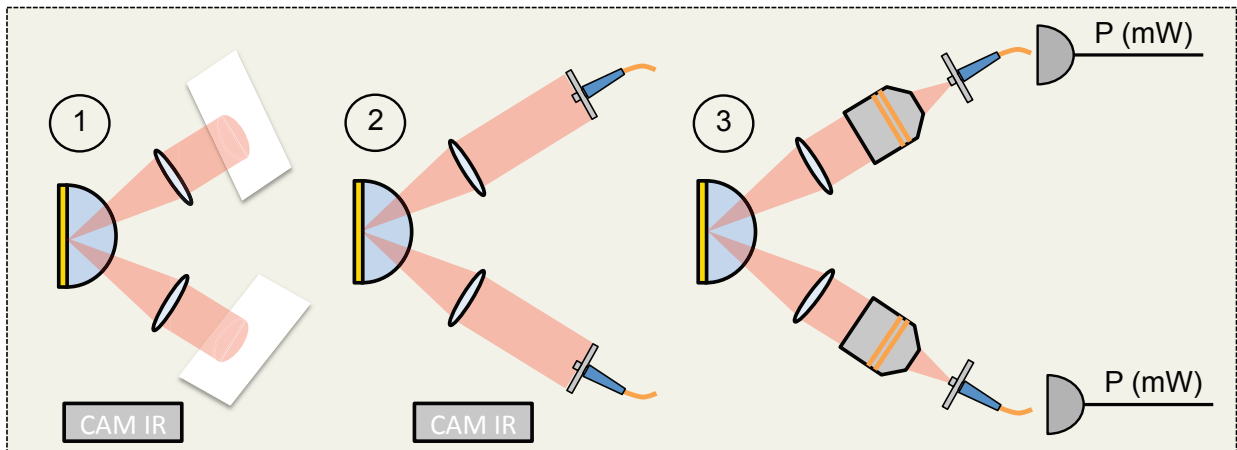


FIGURE 2.9 – Procédure d'alignement de la collection du signal derrière l'échantillon plasmonique.

Pour l'analyse en face-arrière, on utilise les structures à fentes débouchantes qui découplent le signal vers le substrat de verre de l'échantillon. Il faut donc aligner les éléments optiques qui permettent la collection du signal en aval de l'échantillon. Nous avons assemblé le substrat avec une lentille demi-boule de rayon 15mm à l'aide de liquide d'indice adapté à l'indice de la silice. Cette lentille à immersion solide (SIL) permet aux photons issus des expériences plasmoniques de se propager dans l'espace libre. Grâce à la courbure de la demi-boule de verre, le vecteur d'onde des photons s'échappant de l'échantillon arrive à l'interface verre-air avec un angle d'incidence suffisamment

faible pour que le faisceau soit réfracté dans l'air. Le signal collecté en sortie de la lentille semi-boule diverge et possède des lobes. Après le passage à travers l'échantillon plasmonique, le signal de collection est trop faible pour être observé directement sur une carte infrarouge. Il nous faut donc utiliser une caméra infrarouge portative pour visualiser les spots sur un écran blanc et pour aligner les lentilles de collection. Il faut également noter que deux faisceaux sortent de l'échantillon dans des plans différents : un dans un plan horizontal à la table (on nommera par la suite cette voie la voie H) et un dans un plan vertical à la table (on nommera cette voie, la voie V).

A cause de la divergence des faisceaux, il est nécessaire de collimater rapidement la lumière afin de canaliser le faisceau et de ne pas diaphragmer avec les optiques de collection. On place les lentilles L3 à proximité de la lentille boule après avoir ramené le faisceau de la voie V dans un plan horizontal à l'aide d'un miroir (non représenté dans les schémas pour cause de lisibilité). Il s'agit de l'étape 1 de la procédure d'alignement de la collection des photons, comme illustrée dans la figure 2.9.

Ensuite, on place les fibres multimodes sur le chemin du faisceau, toujours en s'aidant de la caméra infrarouge, puis on ajoute les objectifs x10 pour améliorer le couplage aux fibres multimodes. Le couplage à la fibre est augmenté en réglant finement la position des fibres par rapport aux objectifs de façon à maximiser la puissance obtenue en sortie de fibre au puissance-mètre.

2.2.3 Evaluation des pertes du système

L'essentiel des pertes a lieu au niveau de l'échantillon plasmonique, cependant chaque élément optique du montage introduit des pertes qu'il est important de quantifier pour prévoir la quantité de signal final que nous allons pouvoir mesurer sur les détecteurs.

Nous considérons un signal partant de la fibre SMP1. On estime la transmission au travers de l'objectif OBJ1 à $\sim 70\%$. La transmission du cube séparateur de polarisation (Fichou) est de 97% en transmission (et de 99% en réflexion). Le passage à travers les lames demi onde n'introduit que 1% de pertes par élément optique. Le passage du faisceau à travers l'objectif OBJ2 introduit à nouveau des pertes de 30% . Au final, l'efficacité de transmission du montage optique entre ce qui sort de la fibre SMP1 et ce qui arrive sur l'échantillon plasmonique est de $0.7 \times 0.99 \times 0.97 \times 0.99 \times 0.7 = 47\%$.

Les pertes subies au niveau de l'échantillon sont décrites dans la figure 2.10. On y voit le faisceau incident qui se couple au lanceur directionnel de plasmon avec une efficacité de couplage de $\eta_{cd} = 62\%$ vers la droite. Seulement $\eta_{cg} = 0.9\%$ se couple vers la gauche. Le plasmon de droite se propage sur une distance de $10\mu\text{m}$ sur la surface d'or avant d'atteindre la séparatrice plasmonique. Il est atténué de façon exponentielle avec une constante de propagation d_{SPP} qui dépend du vecteur d'onde du plasmon de surface K_{SPP} . La constante de propagation est définie ainsi

$$d_{SPP} = \frac{1}{2\text{Im}(K_{SPP})} \quad (2.1)$$

où $K_{SPP}^2 = \frac{\epsilon_{Au}}{\epsilon_{Au} + 1} k_0^2$ et ϵ_{Au} est la permittivité de l'or et k_0 est le vecteur d'onde dans le vide $2\pi/\lambda$. Il s'agit de la distance x au bout de laquelle l'intensité du champ du plasmon est atténué d'un

facteur e^{-1} . A partir de mesures ellipsométriques sur l'indice du film d'or évaporé que l'on a déposé pour fabriquer les échantillons, on estime que la constante de propagation d_{SPP} est de $72 \mu\text{m}$. On en déduit que l'on récupère $\eta_{prop} = e^{-d_{SPP} \cdot 10 \mu\text{m}} = 87\%$ du signal après $10 \mu\text{m}$ de propagation.

Au niveau de la séparatrice, une partie de l'énergie est perdue ($P = 50\%$) par diffusion sur les structures et par absorption et l'autre partie est répartie sur deux modes plasmoniques orthogonaux avec une efficacité respective ($T = 25\%$ et $R = 25\%$). Dans chaque mode de sortie, le plasmon se propage à nouveau sur une distance de $10 \mu\text{m}$ et atteint la fente débouchante atténué de $1 - \eta_{prop} = 13\%$. La fente diffuse une partie de l'énergie incidente mais permet également le couplage au photon avec une efficacité de $\eta_f = 50\%$.

On estime ainsi qu'en sortie de l'échantillon, nous récupérons $\eta_{ch} = 0.62 \times 0.87 \times 0.25 \times 0.87 \times 0.5 = 6\%$ pour chaque voie de sortie de l'échantillon (soit, pour chaque signal issu d'une fente débouchante).

Au niveau de la collection, les photons rencontrent sur chaque voie une lentille traitée anti-reflets (de transmission de 99%) et un objectif de microscope non traité (transmission de 0.7). Le mode spatial en sortie de la lentille boule est très irrégulier et astigmatique, il possède donc un faible recouvrement avec les mode gaussien TE00 et TM00. Il est donc nécessaire d'utiliser des fibres multimodes afin de coupler le mode incident aux modes de la fibre et d'obtenir un maximum de signal dans les fibres jusqu'au détecteur. L'efficacité de couplage dans les fibres multimodes est d'environ 80% . Un problème particulier à la collection introduit des pertes supplémentaires sur la voie V de la partie collection. En effet, cette voie nécessite de ramener le faisceau dans un plan parallèle à la table optique. Pour cela, nous devons placer un miroir proche de la lentille boule avec un angle d'incidence supérieur à 45° . Le miroir réfléchit une section du faisceau divergent très étalée en raison de l'angle d'incidence du faisceau sur le miroir. Ainsi, le miroir de diamètre $1''$ diaphragme légèrement le faisceau sur cette voie. Un miroir plus large serait plus adapté mais aussi plus encombrant et difficile à placer proche de la lentille boule.

2.3 Caractérisation de l'échantillon 3

2.3.1 Présentation

L'objectif de l'échantillon 3 est de réaliser des séparatrices plasmoniques équilibrées qui permettent de transmettre et réfléchir un flux plasmonique avec des coefficients $R = T = 0.25$.

L'échantillon est constitué de trois composants présentés dans la figure 2.11 destinés à trois expériences différentes.

- Le composant 1 (Figure 2.11 (A)) est constitué d'un coupleur et d'un découpleur plasmoniques qui se font face et qui sont séparés d'une distance variable d prenant les valeurs suivantes : $d_1 = 20 \mu\text{m}$, $d_2 = 30 \mu\text{m}$ et $d_3 = 40 \mu\text{m}$. Pour chaque type de composant, trois exemplaires du même composant sont fabriqués sur une même ligne de façon à étudier la robustesse de la fabrication et éviter les erreurs dues à un artefact ponctuel de fabrication.

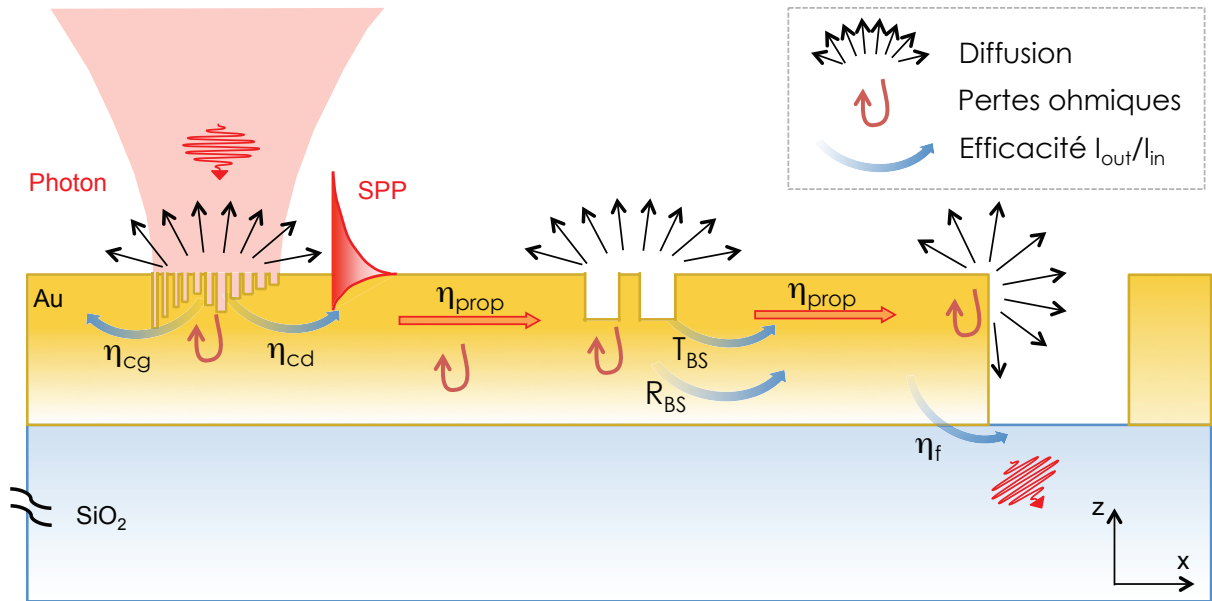


FIGURE 2.10 – Profil transverse de l'échantillon. On couple un faisceau gaussien qui se couple au mode plasmonique de droite avec une efficacité $\eta_{cd} = 62\%$ et au mode plasmonique de gauche avec une efficacité de $\eta_{cg} = 1\%$. Le plasmon se propage ensuite sur une distance de $10\mu\text{m}$ et est atténué avec un facteur $e^{-2\text{Im}(k) \cdot 10\mu\text{m}} = 81\%$. Le mode plasmonique rencontre ensuite la séparatrice qui génère 50% de pertes supplémentaires (pertes ohmiques et diffusion) et distribue le plasmon dans deux canaux : le canal transmis et le canal réfléchi avec les efficacités respectives (T_{BS} et R_{BS}) de 25% pour chaque canal. Pour chacun des canaux, le plasmon se propage à nouveau sur une longueur de $10\mu\text{m}$ et arrive au niveau des fentes débouchantes avec une efficacité de $\eta_{prop} = 81\%$. La fente permet ensuite le découplage du plasmon en photon avec une efficacité de $\eta_f = 50\%$.

L'objectif visé à travers ce composant est de déterminer les efficacités de couplages des coupleurs et d'évaluer expérimentalement la constante de propagation du plasmon sur le film d'or.

- Le composant 2 (Figure 2.11 (B)) est constitué de deux coupleurs de plasmons mis côte à côte et orthogonaux l'un à l'autre (1 et 2), de deux découpleurs (3 et 4) qui leur font face et d'une séparatrice plasmonique au centre orienté à 45° des structures rectangulaires. Trois séparatrices de paramètres différents sont étudiées. Pour chaque type de composant, trois répliques sont fabriquées sur une même ligne afin de vérifier la répétabilité des structures.

Ce composant sert à déterminer précisément les coefficients de transmission et de réflexion en intensité de la séparatrice (T et R) par une analyse en face-avant en utilisant une diode laser à 810 nm.

- Le composant 3 (Figure 2.11(C)) est constitué de deux coupleurs de plasmons (1 et 2) mis côte à côte et orthogonaux l'un à l'autre, de deux fentes débouchantes (rectangles noirs 3 et 4) leurs faisant face et des mêmes séparatrices que dans le composant 2. Pour chaque type de composant, trois répliques sont fabriquées sur une même ligne afin de vérifier la répétabilité des structures. Le composant 3 est destiné à réaliser les expériences plasmoniques en découplant le signal par la face arrière de l'échantillon. Il est caractérisé en intensité avec un laser à 810 nm en analyse de face arrière.

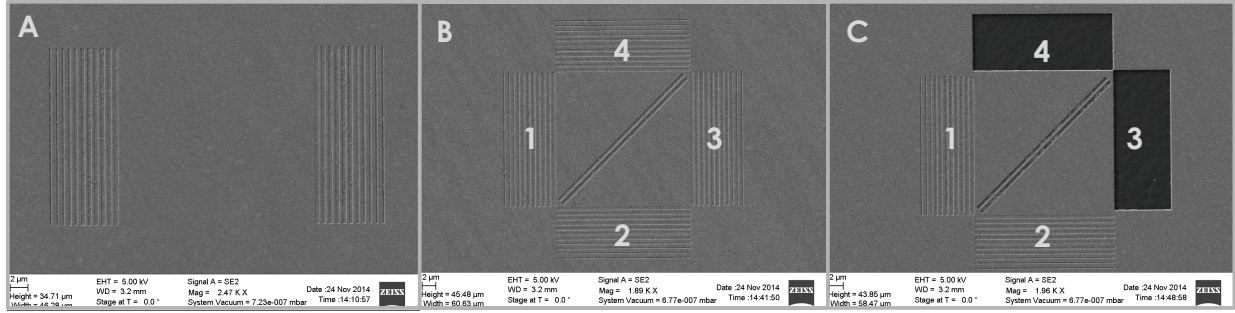


FIGURE 2.11 – Images prises au microscope électronique à balayage (MEB). (A) Un coupleur et un découpleur de plasmon à cannelures se font face pour une distance de séparation donnée. (B) Deux coupleurs à cannelures sont disposés perpendiculairement l'un à l'autre et génèrent chacun un plasmon dans la direction de la séparatrice plasmonique à 45° . Les plasmons sont transmis ou réfléchis et se propagent jusqu'aux deux autres structures à cannelures qui sont des découpleurs de plasmons. (C) Deux coupleurs à cannelures sont disposés perpendiculairement l'un à l'autre et génèrent chacun un plasmon dans la direction de la séparatrice plasmonique à 45° . Les plasmons sont transmis ou réfléchis et se propagent jusqu'aux deux fentes débouchantes (rectangles noirs) qui permettent le découplage des plasmons en photons.

Une vue globale de l'échantillon est donnée dans la figure 2.12. Les structures ont été gravées à l'aide d'un faisceau d'ion focalisé (FIB pour l'anglais Focused Ion Beam) dans un film d'or pulvérisé d'une épaisseur $300\mu\text{m}$. On y distingue les trois composants indiqués par des accolades.

2.3.2 Mesures et résultats

Nous présentons dans cette section les résultats des mesures de l'échantillon 3 faites en analyse face-avant à la caméra.

Composant 1

L'objectif est de déterminer la constante de propagation du plasmon d_{SPP} ainsi que l'efficacité de couplage des lanceurs. Pour chacune des distances de séparations entre les coupleurs-découpleurs, on mesure le rapport des puissances découplées \mathcal{P}_{out} sur la puissance incidente \mathcal{P}_{in} sur l'échantillon. On a :

$$\mathcal{P}_{out}(d) = \mathcal{P}_{in}\eta_c\eta_d e^{-2\text{Im}(k_{SPP})d} \quad (2.2)$$

où η_c est l'efficacité de couplage du coupleur et η_d est l'efficacité de découplage du convertisseur SPP-P.

On fait l'hypothèse pour la suite que $\eta_c = \eta_d = \eta$ et on se sert de nos trois séries de mesures correspondant à $d = \{d_1, d_2, d_3\}$ pour déterminer des points expérimentaux sur la fonction suivante :

$$\ln\left(\frac{\mathcal{P}_{out}}{\mathcal{P}_{in}}\right) = 2\ln(\eta) - \frac{x}{d_{SPP}} \quad (2.3)$$

Il s'agit d'une droite affine d'équation $y = ax + b$ où $a = -1/d_{SPP}$ et $b = 2\ln(\eta)$.

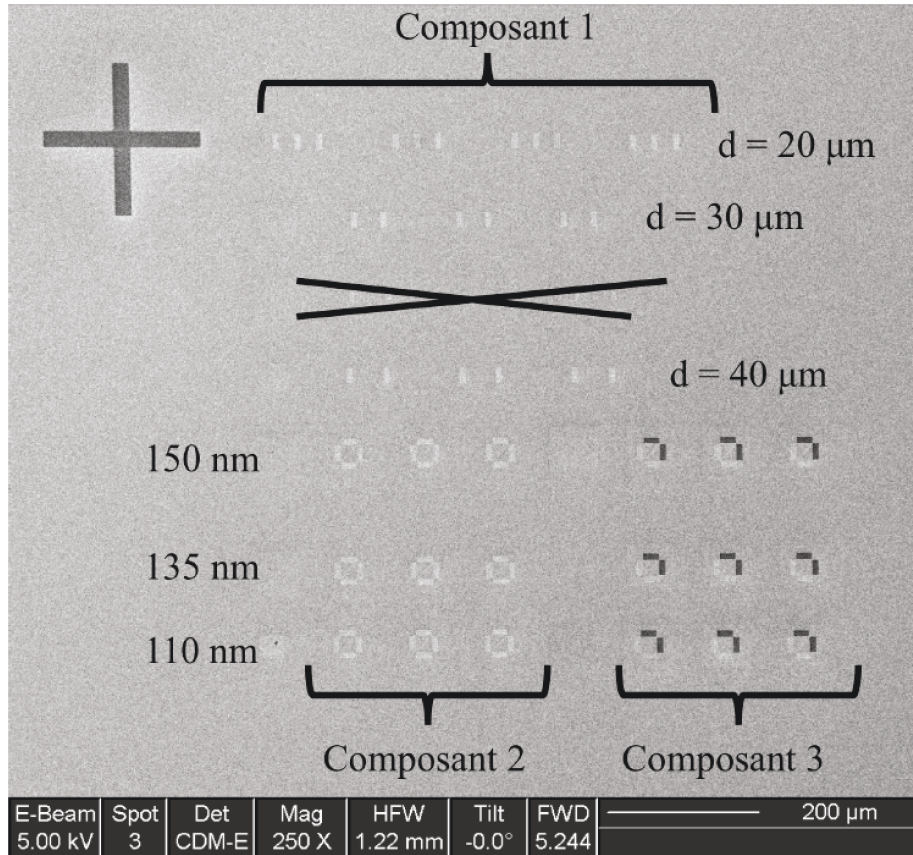


FIGURE 2.12 – Image prise au microscope électronique à balayage. Vue globale de l'échantillon 3.

Les résultats des mesures moyennées sur les séries de composants sont donnés dans le tableau 2.3.

Paramètre	$d_1 = 20\mu\text{m}$	$d_2 = 30\mu\text{m}$	$d_3 = 40\mu\text{m}$	Général
I_{out}/I_{in}	$4.2 \pm 1\%$	$2 \pm 0.5\%$	$1 \pm 0.2\%$	
η				$41 \pm 5\%$
d_{SPP}				$14.5 \pm 0.5\mu\text{m}$

TABLE 2.3 – Mesures sur le composant 1 de l'échantillon 3

On constate que l'efficacité de couplage des réseaux ainsi que la constante de propagation du plasmon ont été surestimées par les simulations. On mesure une efficacité de couplage de 41% au lieu des 62% attendus. La constante de propagation du plasmon mesurée est bien plus faible que la valeur attendue ($72\mu\text{m}$). Ceci s'explique par le fait que l'échantillon 3 a été gravé sur de l'or pulvérisé et non pour de l'or évaporé pour lequel la constante de $72\mu\text{m}$ a été évaluée. En effet, les grains d'or pulvérisés sont fins bien que le film déposé possède une grande rugosité. La finesse des grains permet d'être plus précis dans la gravure des cannelures. Cependant, la rugosité de l'or introduit des pertes supplémentaires dues à la diffusion des grains à la surface du métal, d'où la diminution significative de la distance de propagation du plasmon.

Composant 2

L'objectif de ce composant est de déterminer précisément les coefficients de réflexion et de transmission R et T de trois types de séparatrices plasmoniques à deux cannelures, où l'on a fait varier la profondeur des cannelures. Pour chacune de ces séparatrices, trois exemplaires identiques sont répétés sur une même ligne afin de vérifier la robustesse des mesures.

Les simulations présentées dans la figure 2.13 nous montrent que pour des largeurs de cannelures et d'écartement fixes ($L=350$ nm et $E=250$ nm), les coefficients en réflexion et en transmission R et T de la séparatrice sont relativement équilibrés sur une large gamme de profondeurs. La profondeur des cannelures étant un paramètre expérimental difficile à contrôler précisément à mieux que 10nm près, il a été décidé de fabriquer 3 séparatrices avec des profondeurs variables dans la régions où R et T sont équivalents (cf. Figure 2.13), c'est à dire pour les trois profondeurs suivantes : $H=110$ nm (points orange), $H=135$ nm (points turquoise) et $H=150$ nm (points violets).

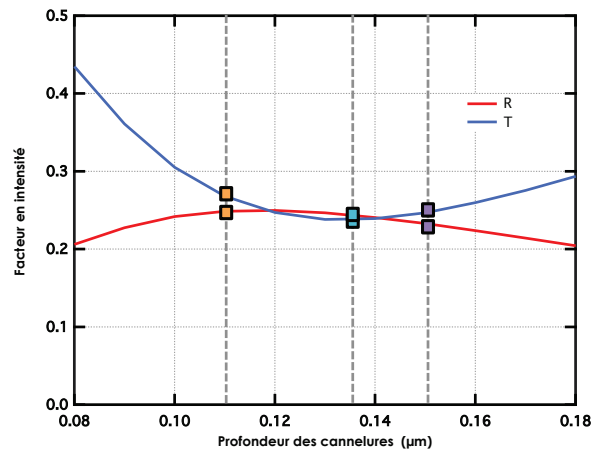


FIGURE 2.13 – Calcul numérique des coefficients de réflexion (R) et de transmission (T) de la séparatrice plasmonique en fonction de la profondeur des cannelures, en prenant $L=350$ nm et $E=250$ nm. Les structures du design du composant 2 correspondent aux 3 paires de points pour les profondeurs suivantes : 110 nm (orange), 135 nm (turquoise) et 150 nm (violet).

Pour chaque type de séparatrice, on mesure les coefficients R (réflexion), T (Transmission) et P (Pertes) de la séparatrice en fonction des deux ports d'entrée du flux incident et on moyenne nos mesures sur les structures répétées. On déduit P de la conservation de l'énergie ($R + T + P = 1$). L'analyse des données en face-avant se fait en utilisant un laser d'alignement à 810 nm pour se coupler aux coupleurs du composant étudié. On acquiert ensuite une image à la caméra des spots découplés par les découpleurs en sortie de la séparatrice plasmonique. Pour analyser les résultats, il suffit alors d'intégrer le signal en sélectionnant la zone de l'image qui nous intéresse. L'intensité du spot se déduit de l'intégration l'intensité de chaque pixel de la zone sélectionnée en retirant le signal de bruit de fond de la caméra et de l'image.

Des images des structures prises à la caméra sont données dans la figure 2.14 à titre illustratif. La première image (Fig.2.14 (A)) est une image du spot incident sur les structures, son waist est de $4.8 \pm 0.1 \mu\text{m}$. La figure 2.14 (B) présente le dispositif à cannelure vu à la caméra. Pour chaque

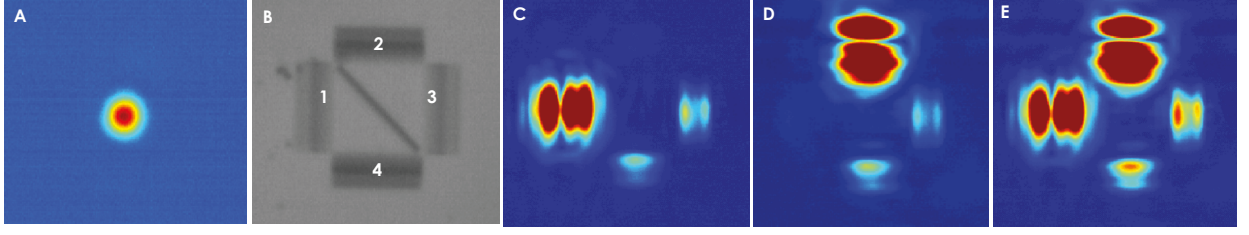


FIGURE 2.14 – Image prise à la caméra des échantillons illuminé par le laser d’alignement à 810 nm. (A) Spot laser incident sur la surface de l’échantillon. (B) Image à la caméra d’une expérience du composant 2. (C) Image caméra en fausses couleurs du composant 2 éclairé par un faisceau incident sur le port 1 (coupleur de gauche). A droite, on observe le spot de découplage du plasmon transmis par la séparatrice et en bas, on observe le spot de découplage du plasmon réfléchi par la séparatrice. (D) Image caméra en fausses couleurs du composant 2 éclairé par un faisceau incident sur le port 2 (coupleur du haut). A gauche, on observe le spot de découplage du plasmon réfléchi par la séparatrice et en bas on observe le spot de découplage transmis par la séparatrice. (E) Image caméra en fausses couleurs du composant 2 éclairé par un faisceau incident sur les deux ports 1 et 2 simultanément. On observe également les spots de découplage des plasmons à droite et en bas de l’image.

séparatrice, on mesure l’intensité des spots découplés par chaque convertisseur SPP-P (3 et 4) (\mathcal{P}_{out}^{XY} , $X \in 1, 2$, $Y \in 3, 4$) dans deux situations : en injectant le signal par le coupleur 1 (Fig.2.14 (C)) et en injectant sur le coupleur 2 (Fig.2.14 (D)). L’image Fig.2.14(E) montre le dispositif en face-avant quand deux faisceaux se couplent à chacun des lanceurs plasmoniques.

En fonction du lanceur d’injection 1 et 2, les intensités découplées par les convertisseurs 3 et 4 s’expriment ainsi :

$$\begin{aligned}
 I_{out}^{1R} &= I_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SPP}} (1 - P_1) R_1 \\
 I_{out}^{1T} &= I_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SPP}} (1 - P_1) T_1 \\
 I_{out}^{2R} &= I_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SPP}} (1 - P_2) R_2 \\
 I_{out}^{2T} &= I_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SPP}} (1 - P_2) T_2
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Nous connaissons déjà $\eta^2 e^{-d_1/d_{SPP}}$ grâce aux mesures effectuées sur le composant 1. Nous pouvons donc déduire les coefficients R_1 , R_2 , T_1 , T_2 , P_1 et P_2 . Les résultats des mesures sont reportés dans le tableau 2.4 :

La puissance collectée sur les structures du composant 2 correspondant aux profondeurs de 110 nm étant très faible, les mesures étaient trop bruitées pour en tirer des conclusions pertinentes. Elles n’étaient pas exploitables et nous les avons donc exclues de l’analyse.

Nous nous sommes donc contenté d’analyser les deux autres séparatrices pour $H = 135\text{nm}$ et $H = 150\text{nm}$. Elles présentent des performances similaires : $R \sim 18\%$, $T \sim 37\%$ et $P \sim 45\%$ pour le couplage incident par le port 1 et $R \sim 11\%$, $T \sim 22\%$ et $P \sim 68\%$ pour le port 2. Ces performances sont cependant relativement éloignées des valeurs attendues par les simulations.

Profondeur	Coupleur	R	T	P	R/(R+T)	T/(R+T)
H=150 nm	1	19 ± 2%	36 ± 7%	45 ± 6%	34%	66%
H=150 nm	2	12 ± 4%	23 ± 7%	65 ± 11%	34%	66%
H=135 nm	1	16 ± 1%	38 ± 3%	46 ± 3%	29%	71%
H=135 nm	2	9 ± 1%	20 ± 1%	71 ± 1%	33%	67%
H=110 nm	NA	NA	NA	NA	NA	NA

TABLE 2.4 – Mesures sur le composant 2 de l'échantillon 3.

Néanmoins, le paramètre qui nous importe pour avoir des interférences plasmoniques contrastées est l'équilibrage des coefficients relatifs en réflexion $R_{rel} = R/(R + T)$ et en transmission $T_{rel} = T/(R + T)$. D'après nos mesures, les rapports R_{rel}/T_{rel} sont de l'ordre de 33/67 pour les deux séparatrices et sont loin de l'équilibre idéal 50/50. Ce déséquilibre peut fortement nuire à la qualité des interférences plasmoniques que nous souhaitons étudier. Il s'agit donc d'un paramètre à améliorer par la suite.

Nous remarquons toutefois que la séparatrice de profondeur 150 nm donne les ratios les plus équilibrés parmi les séparatrices testées. Bien que les coefficients R et T ne soient pas idéaux, la séparatrice est exploitable pour observer des interférences plasmoniques.

Composant 3

Le composant 3 sert à mettre en place les expériences plasmoniques. Ces dispositifs sont testés en analyse de face-arrière. Cela consiste à mesurer les puissance laser (\mathcal{P}_{out}) découplées en sortie des fibres multimodes sur les voies H et V et de les comparer à la puissance laser incidente sur l'échantillon \mathcal{P}_{in} . A partir des mesures sur le composant 2, on peut estimer les efficacités de collection dans les voies H et V respectivement.

Nous allons nous intéresser uniquement aux structures pour lesquelles la séparatrice à une profondeur de 150 nm (c'est-à-dire à la première ligne du composant 1) car elles présentaient les ratios les plus équilibrés comme nous avons pu le voir avec l'analyse du composant 2. Pour caractériser ce composant, nous avons mesuré la puissance collectée en sortie de chaque fibre sur les voie H et V et l'avons comparée à la puissance incidente (\mathcal{P}_{in}) sur l'échantillon. Ainsi, pour chaque voie, la puissance mesurée en sortie de fibre \mathcal{P}_{out}^{XY} (où X se réfère au port d'entrée 1 ou 2 de la séparatrice et Y se réfère à la voie de sortie sur laquelle le signal est collecté) s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{out}^{1H} &= \mathcal{P}_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SP}} (1 - P_1) T_1 \eta_H \\
\mathcal{P}_{out}^{2H} &= \mathcal{P}_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SP}} (1 - P_2) R_2 \eta_H \\
\mathcal{P}_{out}^{1V} &= \mathcal{P}_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SP}} (1 - P_1) R_1 \eta_V \\
\mathcal{P}_{out}^{2V} &= \mathcal{P}_{in} \eta^2 e^{-d_1/d_{SP}} (1 - P_2) T_2 \eta_V
\end{aligned}$$

Grâce à nos mesures effectuées sur les composants 1 et 2, nous connaissons les paramètres P_X , $\eta^2 e^{-d_1/d_{SP}} = 0.042$, T_X et R_X , où X peut valoir 1 ou 2. A partir du rapport de la puissance

en sortie de chaque voie H et V, on peut donc en déduire les efficacités de collection des voies à l'arrière de l'échantillon. On trouve que l'efficacité de collection est de $\eta_H = 62 \pm 7\%$ sur la voie H et de $\eta_V = 55 \pm 13\%$ sur la voie V.

Les rapports des puissances ainsi que la transmission du système {échantillon + collection} $\eta_{coll} = (\mathcal{P}_{out}^H + \mathcal{P}_{out}^V)/\mathcal{P}_{in}$ sont donnés dans le tableau 2.5.

Expérience	Lanceur	$\mathcal{P}_{out}^V/(\mathcal{P}_{out}^H + \mathcal{P}_{out}^V)$	$\mathcal{P}_{out}^H/(\mathcal{P}_{out}^H + \mathcal{P}_{out}^V)$	η_{coll}
S31	1	41%	59%	0.4%
S32	1	40%	60%	0.5%
S33	1	35%	65%	0.7%
Expérience	Lanceur	$\mathcal{P}_{out}^V/(\mathcal{P}_{out}^H + \mathcal{P}_{out}^V)$	$\mathcal{P}_{out}^H/(\mathcal{P}_{out}^H + \mathcal{P}_{out}^V)$	η_{coll}
S31	2	69%	31%	0.6%
S32	2	70%	30%	0.5%
S33	2	65%	35%	0.4%

TABLE 2.5 – Mesures sur le composant 3 de l'échantillon 3.

2.3.3 Bilan

Les résultats des mesures sur l'échantillon 3 ne sont pas conformes à nos prédictions numériques mais fournissent cependant quelques séparatrices exploitables pour des interférences plasmoniques. Un résumé des mesures effectuées sur l'échantillon 3 est donné dans le tableau 2.6 avec les caractéristiques de la meilleure séparatrice de l'échantillon.

Echantillon 3			
Coupleur plasmonique			
η_{cd}	$41 \pm 5\%$		
Plasmon de surface			
d_{SPP}	$14.5\pm0.5\mu\text{m}$		
λ_{SPP}	806 nm		
Séparatrice plasmonique			
$L_{theorique}$	350 nm	L_{AFM}	$550/544\pm 3$ nm
$E_{theorique}$	250 nm	E_{AFM}	103 ± 3 nm
$H_{theorique}$	110 nm	H_{AFM}	$103/100 \pm 5$ nm
$R_{theorique}$	26%	R_{exp}	$19\pm2\%$ (port 1)/ $12\pm4\%$ (port 2)
$T_{theorique}$	24%	T_{exp}	$36\pm7\%$ (port 1)/ $23\pm7\%$ (port 2)
$A_{theorique}$	50%	A_{exp}	$45\pm6\%$ (port 1)/ $65\pm11\%$ (port 2)
$\phi_{tr_{th}}$	220°	$\phi_{tr_{exp}}$	120°

TABLE 2.6 – Caractérisation des différents éléments de l'échantillon 3.

Les caractéristiques de conception de la meilleure séparatrice sont les suivantes : L=350 nm, H=150 et E=250 nm. Nous avons vérifié au microscope à force atomique (AFM) que les ca-

ractéristiques mesurées étaient conformes aux caractéristiques de conception. Nous avons trouvé que les mesures AFM donnaient des paramètres de séparatrices bien différents de ceux du design : $L_{AFM} = 550/544 \pm 3$ nm, un écartement de $E = 103 \pm 3$ nm et une profondeur de 100 ± 5 nm. Nous nous sommes alors rendu compte qu'il y avait une erreur systématique à la fabrication qui pouvait être responsable des divergences sur les paramètres de la structures et sur les résultats mesurés. Ces écarts nous ont amené à nous intéresser de plus près au processus de fabrication que nous allons détailler dans le paragraphe qui suit. Nous mesurons également une constante de propagation du plasmon très faible que nous attribuons à l'utilisation d'un film d'or pulvérisé dont la rugosité augmente les pertes lors de la propagation. Le niveau de signal étant un paramètre critique pour nos expériences, nous allons dorénavant travaillé avec de l'or évaporé présentant moins de rugosité de surface que l'or pulvérisé.

2.3.4 Divergences entre simulations et fabrication

Afin de comprendre les divergences entre les mesures et les simulations, nous avons vérifié les tailles des composants avec un microscope à force atomique (AFM). Cependant, lors de la fabrication des structures, les profondeurs réalisées au FIB étaient systématiquement contrôlées par une mesure au microscope électronique à balayage (MEB). Pour calibrer la gravure au FIB, il est nécessaire de faire des essais itératifs de gravure et d'étalonner les temps de gravure en mesurant les structures gravées au MEB. Ainsi, les structures gravées au FIB sont basées sur des mesures faites au MEB. Or les mesures MEB et AFM sont censées donner les mêmes valeurs ce qui n'est manifestement pas le cas. Nous nous sommes alors rendu compte que :

- Les largeurs des cannelures mesurées à l'AFM étaient systématiquement plus grandes (pouvant aller jusqu'au double de la largeur attendue) et variaient en fonction de la profondeur de la cannelure
- Les profondeurs des cannelures étaient toujours surestimées au MEB par rapport aux mesures AFM de 30 à 40 nm.

Après plusieurs tests de vérifications des mesures MEB et AFM, nous avons convergé vers l'explication suivante. La gravure d'un angle droit au FIB ne correspond pas en réalité à un parfait angle droit. Il présente une partie arrondie à faible angle de courbure et une partie où le bord plonge de façon abrupte. Les mesures à l'AFM sont réalisées par une pointe qui suit le profil topologique de l'échantillon et une largeur se définit alors entre les positions où la pointe repère un changement de pente. Cela arrive donc au début du bord arrondi. Pour une mesure au MEB, la mesure est basée sur un critère visuel à partir de l'image électronique. On définit donc les largeurs au MEB par les positions où il y a des changements de contraste abrupte de l'image, ce qui correspond sur l'image électronique aux zones où la pente du bord est raide et où la densité d'électrons est fortement concentrée sur la paroi. La figure 2.15 illustre les différences de largeurs mesurées à l'AFM et au MEB.

En rentrant dans nos codes de simulations les paramètres des séparatrices selon les mesures AFMs et selon les mesures MEB, nous nous sommes rendus compte que les simulations avec les paramètres AFMs étaient en meilleur accord avec les mesures expérimentales réalisées avec nos échantillons.

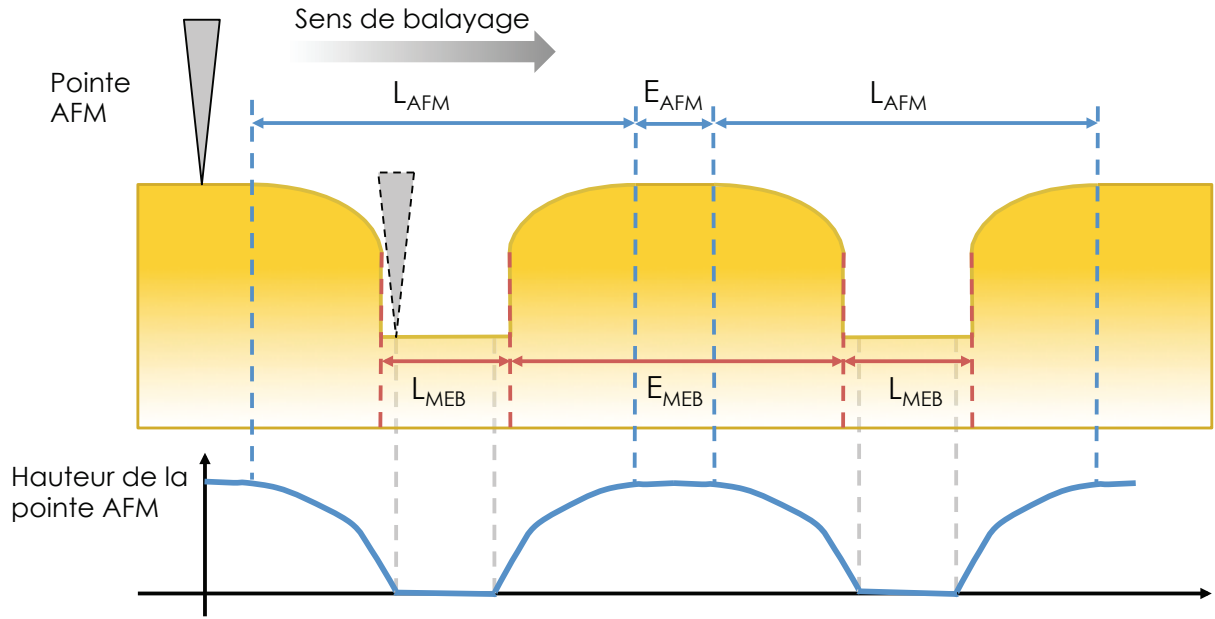


FIGURE 2.15 – Représentation schématisée des cannelures de la séparatrice plasmonique avec des bords arrondis. On constate que les mesures topologiques AFM donnent des résultats différents des mesures au MEB qui prend en compte les changements de pente abruptes.

Nous en avons conclu que les paramètres qui semblaient les plus pertinents pour les plasmons étaient probablement les dimensions des largeurs et écartements en surface (c'est-à-dire les mesures AFM).

De plus, nous avons constaté que la profondeur des cannelures était un paramètre critique dans les simulations des performances de nos séparatrices. Or nous observons des écarts de profondeur de l'ordre de 40nm par rapport au design. Nous expliquons cet écart avec l'importante rugosité du fond des cannelures. En effet, lors de la gravure, des copeaux d'or se retrouvent piégés dans le fond des cannelures. Ainsi, les cannelures sont bien gravées jusqu'aux profondeurs visées, mais l'état de rugosité du fond est tellement important qu'il est vu par le plasmon comme une couche d'un matériau uniforme d'indice effectif entre l'air et l'or de hauteur 30-40 nm.

Comme illustré dans la figure 2.16, l'épaisseur du dépôt devient de plus en plus importante avec la profondeur de gravure de la cannelure. Sur l'image (A), on observe une séparatrice gravée pour une profondeur de $H = 179$ nm. Sur l'image (B), on observe une séparatrice gravée pour une profondeur de $H = 300$ nm. Cette dernière présente une rugosité des fonds de cannelure beaucoup plus importante que pour la séparatrice moins profonde. Il est toutefois de 30-40nm pour des profondeurs visées de 100-120nm (la gamme de profondeur qui nous intéresse). Il s'agit donc d'un biais à prendre en compte dans le design de nos structures.

Après de multiples essais pour comprendre nos écarts entre la fabrication et le design, nous sommes arrivés au design de l'échantillon 9 qui prend en compte l'élargissement des fentes par la gravure et le biais introduit par le dépôt de copeaux d'or au fond des cannelures.

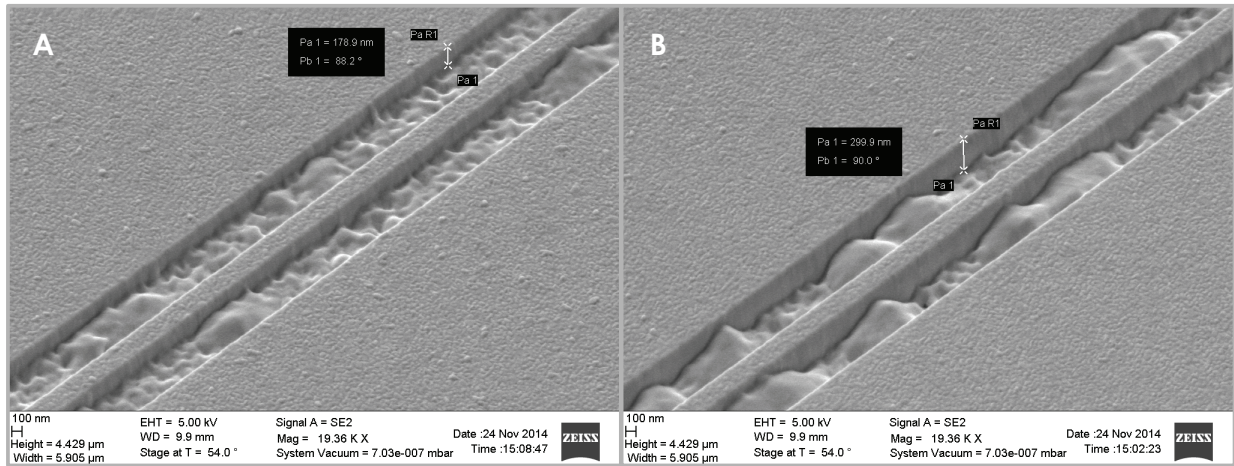


FIGURE 2.16 – Images prises au microscope électronique à balayage (MEB). (A) La profondeur du fond des cannelures est de 180 nm. On constate que le fond des cannelures n'est pas lisse et présente un état de rugosité faible. (B) La profondeur du fond des cannelures est de 300 nm. On constate que de gros copeaux d'or restent piégés dans le fond des cannelures. Il est alors difficile de parler de rugosité car le fond des cannelures ne peut être considéré comme plat.

2.4 Echantillon 9

Après plusieurs essais pour retrouver les recettes qui permettent la gravure de coupleurs efficaces et pour comprendre les décalages expérimentaux avec les simulations, nous sommes arrivés à la réalisation d'un dernier échantillon : l'échantillon 9. Dans cet échantillon, nous cherchons notamment à caractériser entièrement les séparatrices plasmoniques dont les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sont notés respectivement r et t . Il s'agit d'amplitudes complexes que l'on peut réécrire sous la forme : $r = |r|e^{i\phi_r}$ et $t = |t|e^{i\phi_t}$ où ϕ_r et ϕ_t sont les phases des coefficients en amplitude de la séparatrice. L'échantillon 9 permet de tester plusieurs expériences qui sont regroupées par composants (cf. Fig 2.17) :

- Le but du composant 1 est de caractériser les coupleurs plasmoniques et de déterminer la constante de propagation du plasmon sur l'or évaporé.
- Le composant 2 sert à faire une copie de sauvegarde de l'échantillon 3 dont l'état se dégrade après chaque nettoyage.
- Le composant 3 a pour but d'obtenir une structure idéale pour la réalisation d'interférences, c'est-à-dire avec $|r| = |t|$ et avec une différence de phase entre les coefficients complexes r et t tel que $\phi_{rt} = \phi_r - \phi_t = \pi/2$.
- Le composant 4 a pour objectif d'obtenir 2 séparatrices équilibrées : l'une avec un déphasage de $\phi_{rt} = \pi/4$ et l'autre avec $\phi_{rt} = \pi$.
- Le composant 5 sert à tester des designs de séparatrices possédant 3 cannelures. Ces structures sont testées dans le cas où les précédents composants échouent à donner des séparatrices équilibrées. Comme jusqu'à présent, aucun des échantillons n'ont été conformes aux attentes des simulations : les séparatrices ont des coefficients de réflexion R trop faibles. En nous basant sur le principe du miroir de Bragg pour la séparatrice, il nous suffit d'augmenter le nombre de cannelure pour augmenter le coefficient de réflexion et ainsi équilibrer les ratios de la séparatrice.

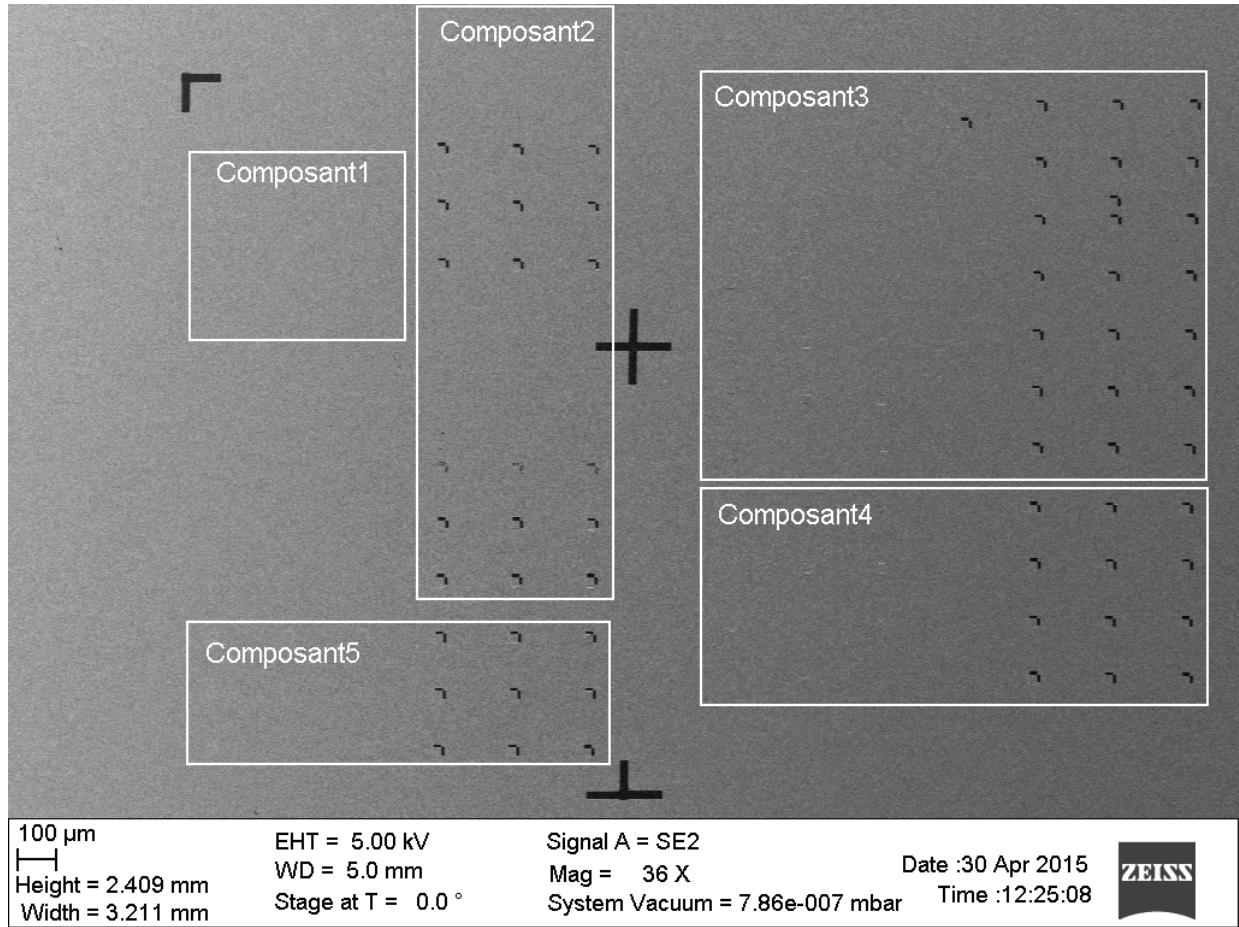


FIGURE 2.17 – Image prise au MEB de l'échantillon 9. Dans les rectangles blancs, on distingue les 5 régions correspondantes aux 5 composants à tester.

Pour ce composant, nous avons donc gardé les mêmes paramètres que pour l'échantillon 3, mais nous avons rajouté une cannelure supplémentaire à chaque séparatrice.

Pour cet échantillon, les composants 3 et 4 nécessitent une optimisation numérique afin de trouver les designs idéaux de séparatrice. Nous nous intéresserons tout d'abord à l'optimisation des séparatrices puis nous étudierons en détails la caractérisation de l'échantillon 9 et les résultats obtenus.

2.4.1 Conception des séparatrices des composants 3 et 4

Nous avons constaté que la différence de phase entre les coefficients en amplitude r et t , notée $\phi_{rt} = \phi_r - \phi_t$ influençait le déphasage entre les franges en sortie d'un interféromètre. La phase des coefficients en amplitude r et t dépend des pertes de la séparatrice (cf. Annexe A). Il est donc possible de concevoir des séparatrices avec des ϕ_{rt} donnés en jouant sur les dimensions de la séparatrice pour faire varier les pertes de la séparatrice.

Le but des composants 3 et 4 est d'obtenir trois séparatrices ayant chacune un des déphasages ϕ_{rt} suivant : $\phi_{rt} \equiv \pi/2 [\pi]$, $\phi_{rt} \equiv \pi [\pi]$ et $\phi_{rt} \equiv \pi/4 [\pi]$.

Pour ces séparatrices l'optimisation se fait donc essentiellement sur la différence de phase ϕ_{rt} . Cependant, pour pouvoir faire interférer efficacement les plasmons sur la séparatrice, nous souhaitons également que les ratios de la séparatrice soient équilibrés et que les pertes soient minimales. En effet, l'équilibrage des ratios donne un contraste maximum aux interférences, et un signal élevé permet d'obtenir un bon rapport signal à bruit. Nous utilisons un code basé sur la méthode modale de Fourier (code : *separatrice_plasmon_oblique_granet_modif.m*) afin de modéliser le comportement de la séparatrice.

Nous avons donc étudié dans un premier temps l'influence des paramètres de la séparatrice sur les coefficients en réflexion R et en transmission T de la séparatrice. Nous avons décidé de restreindre le champ d'étude à des structures dont la profondeur n'excède pas $H_{max} = 140$ nm (au-delà nous avons constaté que la rugosité au fond des cannelures devenait trop importante) et dont les dimensions latérales (largeur des cannelures et écartement) ne dépassent pas chacun $L_{max} = 700$ nm. On constate dans la figure 2.18 que les coefficients R et T oscillent en opposition de phase

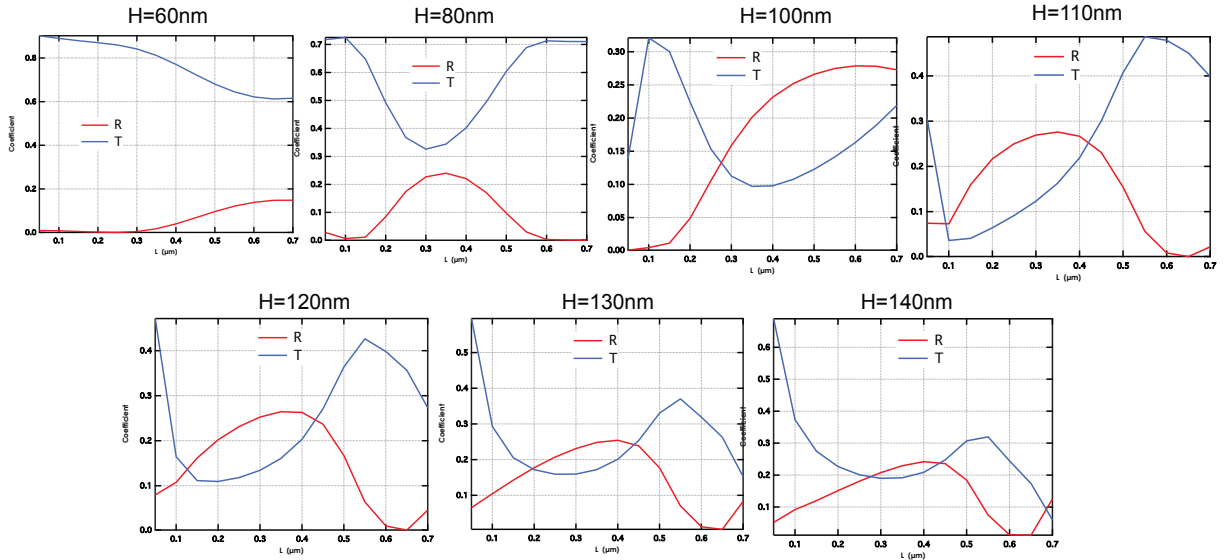


FIGURE 2.18 – Influence de la hauteur et de la largeur des cannelures (L) sur les coefficients en intensité R et T pour un écartement entre les fentes donné ($E=100$ nm).

en fonction du paramètre L (largeur des cannelures). L'amplitude des oscillations de R et T en fonction de L et E augmente avec la profondeur des cannelures. Pour des profondeurs entre $H=100$ nm et $H=140$ nm, les courbes R et T se croisent, ce qui se traduit par la possibilité d'avoir des facteurs de réflexion et de transmission équilibrés. On constate que les comportements de R et T en fonction de L sont relativement similaires en dépit de la variation de profondeur entre 100 nm et 140 nm. La seule différence que l'on observe est la diminution globale en amplitude des coefficients R et T avec la profondeur. On remarque que plus on augmente la profondeur des cannelures, plus on augmente les pertes globales au niveau de la séparatrice.

De même, lorsque l'on fait varier le paramètre E (écartement entre les cannelures) à L fixé ($L=100$ nm), on observe des oscillations de R et T dont le déphasage varie avec la profondeur (cf. figure 2.19). Les courbes coefficients R et T se recouvrent partiellement entre 100nm et 130nm. En effet, lorsque la profondeur des cannelures est faible le champ de plasmon ne détecte pas la structure

et l'essentiel du mode plasmonique est transmis. Plus la profondeur augmente, plus le champ du plasmon interagit avec la séparatrice (fortes variations d'amplitude de R et T). Les variations de L et E ont globalement les mêmes effets car tous deux permettent de modifier la périodicité du miroir de Bragg. A partir de 100 nm, le champ du plasmon interagit efficacement avec la structure quelles que soient les valeurs de E et de L.

Pour la suite, nous avons donc restreint nos recherches à des structures qui correspondent aux déphasages attendus pour des profondeurs de cannelure entre $H = [100nm, 140nm]$. Les valeurs de R et T trouvées pour ces profondeurs correspondent a priori aux profondeurs pour lesquelles R et T peuvent prendre des valeurs semblables et où R et T prennent les valeurs les plus élevées (car les pertes augmentent avec la profondeur des cannelures).

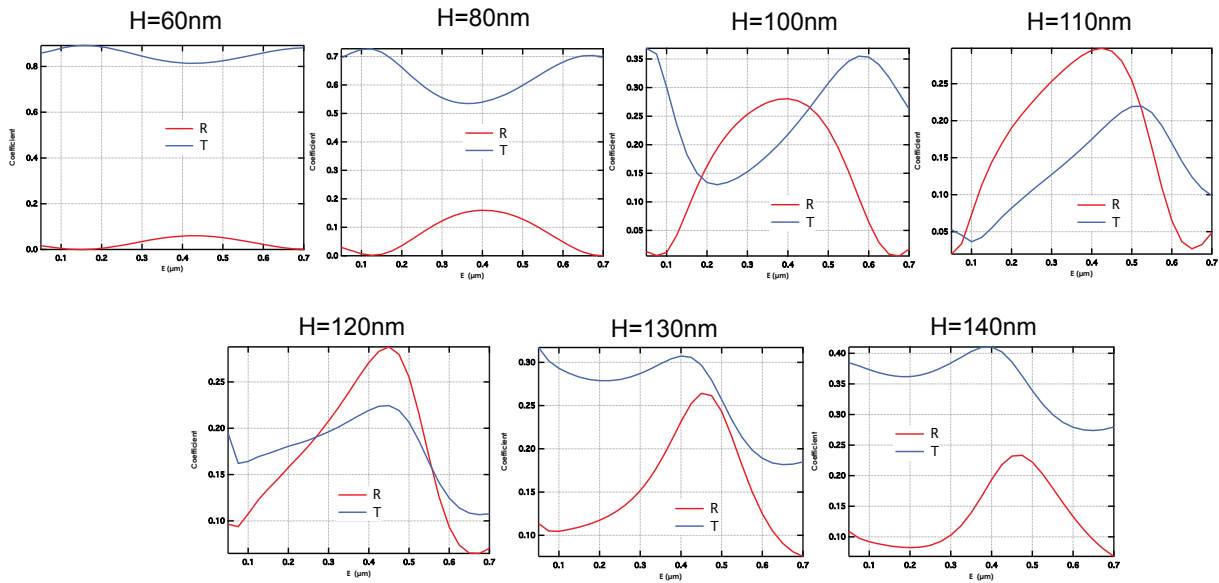


FIGURE 2.19 – Influence de la hauteur et de l'écartement entre les deux cannelures (E) sur les coefficients en intensité R et T pour une largeur de fente donnée ($L=100nm$).

Pour faire une sélection des structures, nous avons réalisé une cartographie des amplitude R, T et ϕ_{rt} en faisant varier les paramètres L et T entre 100 et 700 nm pour 5 valeurs de profondeurs : $H = \{100nm, 110nm, 120nm, 130nm, 140nm\}$. Nous avons ensuite sélectionné les paramètres permettant à la fois d'avoir un déphasage entre r et t de ψ avec une résolution de $\delta\psi$ et à la fois des valeurs de coefficients R et T élevés et semblables :

$$|\phi_{rt} - \psi| < \delta\psi \quad (2.5)$$

$$|R - T| < \delta RT \quad (2.6)$$

$$R > R_{max} \quad (2.7)$$

Les tolérances sur les contraintes ($\delta\psi$, δRT et R_{max}) ont été ajustées en fonction du nombre de points solutions validant les trois critères à la fois. La contrainte prioritaire est d'avoir le déphasage le plus proche possible de ψ .

Les résultats de l'optimisation nous donnent les paramètres de séparatrice reportés dans le tableau 2.7.

ψ objectif	L (nm)	E (nm)	H (nm)	R	T	A	ϕ_{rt} simulation
$\frac{\pi}{2} [\pi]$	180	140	130	18%	18%	64%	$-90^\circ \sim -\frac{\pi}{2}$
$\pi [\pi]$	320	280	140	25%	23%	52%	$179^\circ \sim \pi$
$\frac{\pi}{4} [\pi/2]$	180	340	140	26%	26%	48%	$-221^\circ \sim -\frac{5\pi}{4}$

TABLE 2.7 – *Designs obtenus après optimisation numérique des séparatrices pour obtenir des déphasage $\phi_{rt} = \{\pi/2, \pi, \pi/4\}$.*

Pour chacun des designs trouvés, nous avons testé numériquement la robustesse des différents paramètres L, E et H. Pour chaque paramètre, on a fait varier de façon aléatoire le paramètre autour de sa valeur théorique avec un écart type de 10nm.

Pour les trois séparatrices, on constate que les déphasages sont peu sensibles à la variation de L et E sur ± 10 nm. Elles permettent d'atteindre le déphasage ciblé avec un écart type de $\pm 5^\circ$ pour chacune des séparatrices. En revanche, une variation de la profondeur des cannelures entraîne des variations de ϕ_{rt} plus importantes : avec des écarts type de $\pm 9^\circ$ pour la séparatrice ciblant $\phi_{rt} = -\frac{5\pi}{4}$, de $\pm 18^\circ$ pour la séparatrice ciblant $\phi_{rt} = -\frac{\pi}{2}$ et $\pm 8^\circ$ pour la séparatrice ciblant $\phi_{rt} = -\pi$. Cette forte dépendance à la profondeur des cannelures constitue un sérieux problème car la profondeur des cannelures est ce qu'il y a de plus difficile à contrôler expérimentalement. On s'attend donc à avoir des variations de phase pouvant atteindre $\pm 20^\circ$ pour certaines séparatrices.

2.4.2 Analyse en face-avant de l'échantillon 9

Dans cette section, toutes les analyses des composants sont réalisés sur les composants présentant des cannelures. L'analyse de l'échantillon se fait donc entièrement par la face avant de l'échantillon à partir des images acquises à la caméra des spots des plasmons découplés. L'étude qui suit sert à déterminer l'équilibrage des coefficients en réflexion et en transmission des séparatrices plasmoniques.

Composant 1

Dans le composant 1, l'expérience consiste en un coupleur à plasmons faisant face à un découpleur (cf. figure 2.20) pour des distances variables les séparant : $d_1 = 20\mu m$, $d_2 = 30\mu m$ et $d_3 = 40\mu m$.

De même que pour l'échantillon 3, on mesure les puissance découplées par les découpleurs et on compare avec les puissances incidentes de façon à déterminer les paramètres de la droite (2.3).

On trouve que l'efficacité de couplage η vaut $50 \pm 4\%$. On mesure une constante de propagation sur l'or évaporé de $54 \pm 4\mu m$. D'après les mesures par ellipsométrie effectuées sur le film d'or évaporé, la valeur théorique de la constante de propagation est de $72 \mu m$. Cependant, la constante de propagation mesurée est déduite d'une régression linéaire passant par seulement trois points

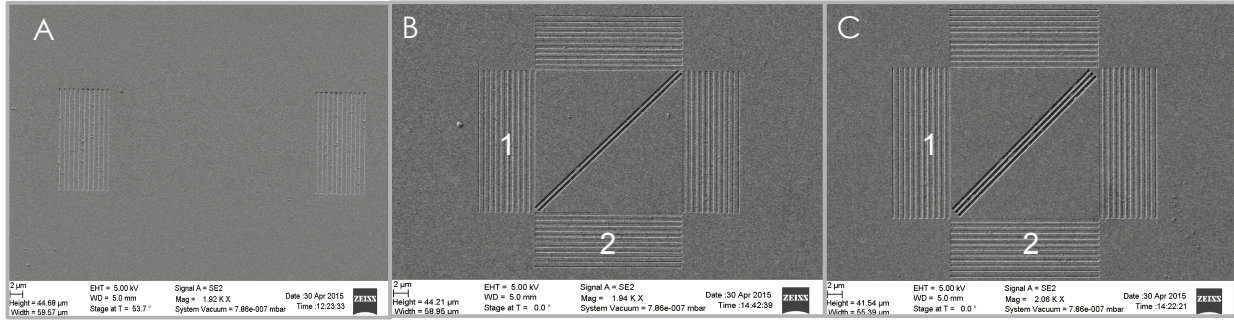


FIGURE 2.20 – Image prise au MEB d'éléments des composants de l'échantillon 9. (A) un élément du composant 1. (B) Dispositif à cannelures du composant 2. Les dispositifs à cannelures des composants 3 et 4 possèdent également des séparatrices à deux cannelures, seules les largeurs, l'écartement et le profondeurs des séparatrices varient. (C) Dispositif à cannelures du composant 5.

expérimentaux. Pour améliorer la fiabilité de cette mesure, il aurait été préférable de tester plus de distances de séparation différentes, mais par souci de temps, nous n'avons pas pu fabriquer plus de structures.

Composant 2

Le but du composant 2 était de faire une copie de sauvegarde de l'échantillon 3, en ajustant les profondeurs des cannelures tout en prenant en compte la rugosité de fond de cannelure. Il y a donc trois type de séparatrices à deux cannelures qui sont testées (répétées en trois exemplaires).

Le tableau 2.8 synthétise les paramètres des trois différents type de séparatrices à plasmons qui ont été testées dans ce composant. La notation "Design" indique que les valeurs de la colonne sont les valeurs cibles des paramètres qui ont été données pour la fabrication des séparatrices. La notation "MEB" indique que les valeurs de la colonne sont issues des mesures effectuées par MEB sur les séparatrices. La notation "AFM" ne s'applique que pour la profondeur des cannelures. Il s'agit de la profondeur hypothétique attendue si on avait mesuré les structures avec un AFM. Cette valeur est calculée en supposant que la rugosité des fonds de cannelure est la même que pour les échantillons 7 et 8 et vaut $\delta H = 40$ nm. Les valeurs de cette colonne sont alors simplement $H_{AFM} = H_{MEB} - \delta H$. Si la fabrication a bien fonctionné, on s'attend donc à avoir $H_{design} \sim H_{AFM}$.

Composant 2 n°	L(nm)	L(nm)	E(nm)	E(nm)	H(nm)	H(nm)	H(nm)
	Design	MEB	Design	MEB	Design	MEB	AFM
1	350	333	250	227	150	205	165
2	350	347	250	236	135	175	135
3	350	340	250	235	110	158	118

TABLE 2.8 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 2 de l'échantillon en réflexion.

Pour chaque séparatrice, on couple un laser incident d'une intensité (I_{in}) au lanceur 1, puis on mesure l'intensité des spots (I_T et I_R) découplés par les découpleurs en sortie de la séparatrice à

la caméra. On fait de même en se couplant au lanceur 2. Les résultats des mesures sont donnés dans le tableau 2.9.

Composant 2	R/T	η_{coll}	R/T	η_{coll}
	(lanceur 1)	(lanceur 1)	(lanceur 2)	(lanceur 2)
H=150 nm	43%/57%	6%	44%/56%	7%
H=135 nm	45%/55%	8%	45%/55%	7%
H=110 nm	37%/63%	7%	42%/58%	7%

TABLE 2.9 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 2 de l'échantillon 9 issus des mesures en face-avant de l'échantillon.

Les coefficients R et T du tableau sont les facteurs relatifs de la séparatrice et η_{coll} est l'efficacité de collection du signal du signal issus des plasmons en sortie de l'échantillon. Ils sont définis ainsi :

$$R = \frac{I_R}{I_R + I_T}, \quad T = \frac{I_T}{I_R + I_T}, \quad \eta_{coll} = \frac{I_T + I_R}{I_{in}} \quad (2.8)$$

Les séparatrices avec H=150 nm et H=130 nm donnent des ratios plus équilibrés que dans l'échantillon 3. Les facteurs trouvés se rapprochent plus de ce que nous nous attendions dans les simulations. Cela tend à démontrer que les divergences de l'échantillon 3 venaient essentiellement des écarts réels sur la profondeur des cannelures.

De plus, on constate que le taux de collection ($\sim 7\%$) a nettement augmenté par rapport à l'échantillon 9 ($\sim \times 14$). Cette observation est cohérente avec l'amélioration de la constante de propagation du plasmon de surface. En considérant que $\eta_{coll} = \eta^2 e^{id_1/d_{SP}} (1 - P)$, on en déduit que les pertes des trois séparatrices testées sont de l'ordre de $P \sim 70\%$.

Composant 3

L'objectif du composant 3 était de trouver une séparatrice avec des facteurs R et T équilibrés et possédant un déphasage $\phi_{rt} = \phi_r - \phi_t$ égal à $\pi/2$ modulo π . Pour ce faire, nous avons décidé de faire varier empiriquement les dimensions de la séparatrice autour des valeurs déterminées par l'optimisation numérique. La première ligne de dispositifs correspond donc aux paramètres théoriques optimaux. Les lignes suivantes sont des répliques où, un à un, les paramètres de la séparatrice sont changés de 10 nm par rapport à leur valeur optimale. Les caractéristiques des 7 séparatrices testées sont reportés dans le tableau 2.10.

De même que pour le composant 3, on effectue des mesures d'intensités à la caméra des spots découplés pour un faisceau incident sur chaque coupleur. Les mesures sont répertoriées dans le tableau 2.11 en utilisant les mêmes notation que pour le composant 2.

On constate que les ratios trouvés sont en deçà de ceux attendus par les simulations numériques pour la plupart des séparatrices. Néanmoins, la 6^e séparatrice (L=180 nm, E=140 nm, H=120 nm) se démarque avec un ratio $\sim 45\%/55\%$ proche de l'équilibre. Cette amélioration est due à la diminution de la profondeur des cannelures de 10 nm dans le design. Cela démontre une fois de plus

Composant 3	L(nm)	L(nm)	E(nm)	E(nm)	H(nm)	H(nm)	H(nm)
	Design	MEB	Design	MEB	Design	MEB	AFM
1	180	161	140	146	130	190	140
2	170	153	140	140	130	195	145
3	190	171	140	140	130	190	140
4	180	164	150	157	130	~190	140
5	180	163	130	137	130	~190	140
6	180	171	140	145	120	~190	140
7	180	165	140	146	140	~190	140

TABLE 2.10 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 3 de l'échantillon 9 issus des mesures en face-avant de l'échantillon.

Composant 3	R/T (réseau 1)	η_{coll1}	R/T (réseau 2)	η_{coll2}
L=180 nm, E=140 nm, H=130 nm	34%/66%	5%	40%/60%	5%
L=170 nm, E=140 nm, H=130 nm	37%/63%	5%	41%/59%	5%
L=190 nm, E=140 nm, H=130 nm	37%/63%	6%	40%/60%	5%
L=180 nm, E=150 nm, H=130 nm	38%/62%	5%	42%/58%	5%
L=180 nm, E=130 nm, H=130 nm	32%/68%	6%	35%/65%	5%
L=180 nm, E=140 nm, H=120 nm	44%/56%	5%	46%/54%	5%
L=180 nm, E=140 nm, H=140 nm	31%/69%	5%	33%/67%	5%

TABLE 2.11 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 3 de l'échantillon 9 en réflexion.

que la profondeur est un paramètre critique de la fabrication qui peut changer radicalement les ratios. Les variations des ratios en fonction des séparatrices suivent les tendances des simulations : on observe de faibles variations de R et T pour les variations de L et E et des changements plus brutaux pour les variations de H. Il semblerait logique de conclure que l'on a probablement surestimé δH lors de la fabrication. D'après le tableau 2.11, $\delta H = 30nm$ semble plus probable car la séparatrice 6 donne les résultats les plus proches des simulations numériques. La séparatrice 6 semble donc la plus adaptée des 7 séparatrices testées dans le composant 3. Nous mesurerons le déphasage ϕ_{rt} de cette séparatrice par mesures interférométriques par la suite.

Composant 4

L'objectif du composant 4 est de trouver deux séparatrices équilibrées ayant des déphasages ϕ_{tr} respectifs de π [π] et $\pi/2$ [π]. Sur la base des comparaisons MEB et AFM, nous avons constaté que les séparatrices simulées avec les paramètres AFM semblaient plus conformes avec les résultats expérimentaux. Pour tester cette hypothèse, nous avons donc fait des séparatrices pour lesquelles le haut des cannelures correspond aux valeurs L et E des séparatrices optimisées (pour π et $\pi/2$). Cela revient à optimiser la fabrication pour que le design correspondent aux mesures AFM (Design=AFM). D'autres séparatrices ont été fabriquées pour lesquelles le bas des cannelures correspond aux paramètres L et E optimisées par les simulations. Dans ce cas, le but est de faire

correspondre le design avec les mesures MEB des cannelures (Design=MEB). Les paramètres des séparatrices testées dans le composant 4 sont indiqués dans le tableau 2.12.

Composant 4	L(nm)	L(nm)	E(nm)	E(nm)	H(nm)	H(nm)	H(nm)
	Design	MEB	Design	MEB	Design	MEB	AFM
1	$L_{AFM} = 320$	289	$E_{AFM} = 280$	250	140	190	150
2	$L_{MEB} = 320$	318	$E_{MEB} = 280$	278	140	189	149
3	$L_{AFM} = 180$	151	$E_{AFM} = 340$	302	140	~190	150
4	$L_{MEB} = 180$	177	$E_{MEB} = 340$	336	140	~185	145

TABLE 2.12 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 4 de l'échantillon 9 en réflexion.

Pour chaque élément du composant 4, nous avons mesuré l'intensité des spots découplés après la séparatrice pour des faisceaux incidents sur le coupleur 1 et sur le coupleur 2. Toutes les mesures ont été reportées dans le tableau 2.13. Les notations sont les mêmes que celles définies pour le composant 2.

Composant 4	R/T (réseau 1)	η_{coll}	R/T (réseau 2)	η_{coll}
	(réseau 1)	(réseau 1)	(réseau 2)	(réseau 2)
$\psi = \pi$, design=AFM	49%/51%	7%	53%/47%	8%
$\psi = \pi$, design=MEB	45%/55%	8%	48%/52%	8%
$\psi = \pi/4$, design=AFM	63%/37%	7%	61%/39%	7%
$\psi = \pi/4$, design=MEB	62%/38%	7%	59%/41%	7%

TABLE 2.13 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 4 de l'échantillon 9 en réflexion.

A partir des mesures du tableau 2.13, on constate que toutes les séparatrices présentent de meilleurs ratios que les séparatrice de l'échantillon 3. Les séparatrices conçues pour un déphasage de π sont plus équilibrées que les séparatrices conçues pour un déphasage de $\pi/4$. Par ailleurs, les pertes sont moins importantes ($\eta_{coll} \sim 8\%$) que pour la séparatrice conçue pour $\pi/2$ ($\eta_{coll} \sim 5\%$). Les résultats du test ne permettent cependant pas clairement de déterminer laquelle des mesures AFM ou MEB prédomine dans la conception des cannelures.

Composant 5

L'objectif du composant 5 est de rajouter une cannelure aux séparatrices testées dans l'échantillon 3. Une image des éléments à découpleurs cannelés et à fentes du composant 5 est donnée dans la figure 2.20 (C). Les largeurs, les profondeurs ainsi que les écartements entre les cannelures sont reportés dans le tableau 2.14.

Pour chaque type de séparatrices, les intensités des spots découplés ont été mesurés pour chaque port d'entrée de la séparatrice (lanceur 1 et lanceur 2). Nous avons gardé les mêmes notations que précédemment.

On constate que l'ajout d'une cannelure à la séparatrice a permis d'augmenter le facteur de réflexion comme attendu. Les trois séparatrices testées donnent d'excellents ratios équilibrés. De plus, le taux

Composant 5	L(nm)	L(nm)	E(nm)	E(nm)	H(nm)	H(nm)	H(nm)
	Design	MEB	Design	MEB	Design	MEB	AFM
1	350	337	250	243	150	243	203
2	350	334	250	243	135	230	190
3	350	330	250	220	110	175	135

TABLE 2.14 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 2 de l'échantillon en réflexion.

Composant 5	R/T	η_{coll1}	R/T	η_{coll2}
	(réseau 1)	(réseau 1)	(réseau 2)	(réseau 2)
H=150 nm	44%/56%	7%	48%/52%	7%
H=135 nm	50%/50%	7%	54%/46%	6%
H=110 nm	47%/53%	7%	51%/49%	7%

TABLE 2.15 – Résultats des mesures moyennées sur le composant 2 de l'échantillon en réflexion.

de collection des photons découplés par l'échantillon n'est pas affecté par ce changement et reste de 7%.

Conclusion

L'analyse des différents composants de l'échantillon 9 sur les structures ayant des découpleurs à cannelures nous a permis de déterminer l'équilibrage des ratios des séparatrices en intensité. Nous avons pu déterminer la longueur de propagation du plasmon sur le film d'or évaporé $54 \pm 4 \mu\text{m}$ ainsi que l'efficacité de couplage des lanceurs/découpleurs à cannelures ($\eta = 50 \pm 4\%$). Le composant 2 nous a permis de réaliser des séparatrices exploitables pour des mesures interférométriques.

Grâce à l'analyse empirique des paramètres de la séparatrice optimisée pour un déphasage de $\pi/2$, nous avons réussi à trouver une séparatrice (séparatrice 6 du composant 3 ($L_{design} = 180 \text{ nm}$, $E_{design} = 140 \text{ nm}$, $H_{design} = 120 \text{ nm}$) dont les ratios sont relativement équilibrés 45%/55%.

Nous avons également obtenu des séparatrices conçues pour des déphasages de π et $\pi/4$ qui possèdent des ratios relativement équilibrés, respectivement 49/61 et 62/38. Pour finir les séparatrices possédant trois cannelures au lieu de deux ont permis d'augmenter le coefficient de réflexion des séparatrice du composant 2 et donnent des ratios très équilibrés entre 44/56% et 50/50%.

Cette étude semble confirmer le choix d'un film d'or évaporé au détriment de l'or pulvérisé et valide l'hypothèse sur la rugosité des fonds de cannelure. Il semblerait toutefois que nous ayons légèrement surestimé la rugosité du fond des cannelures qui serait plus proche de 30 nm que de 40 nm comme supposé dans la conception des échantillons. En revanche, cette étude ne permet pas de dire si la conception des séparatrices doit se baser sur le haut des structures ou sur le bas. Elle ne permet pas non plus de déterminer les déphasages des séparatrices qui sont les objectifs premiers des composants 3 et 4. Pour déterminer ϕ_{tr} , il faut avoir recourt à des mesures interférométriques.

2.4.3 Différence de phase ϕ_{rt} des séparatrices

Le but des composants 3 et 4 était d'obtenir des séparatrices plasmoniques avec des déphasages ϕ_{rt} bien déterminés. Il nous faut maintenant les mesurer.

Pour cela nous allons utiliser ces séparatrices plasmoniques dans un interféromètre de Mach-Zehnder (MZ) afin de réaliser des interférences plasmoniques. Un schéma simplifié du principe de l'interféromètre est donné dans la figure 2.21. Dans le montage utilisé, la première séparatrice est supposée sans perte alors que la seconde est l'une des séparatrices des composants 3 et 4 et possède donc des pertes importantes.

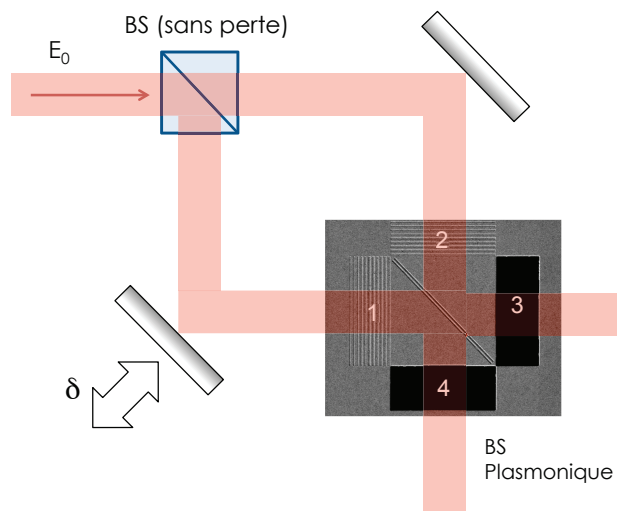


FIGURE 2.21 – Schéma de principe d'un interféromètre de Mach-Zehnder dont la première séparatrice est sans perte et la seconde qui cloture l'interféromètre est plasmonique et possède des pertes importantes.

La séparatrice plasmonique possède 4 ports : deux entrées (1 et 2) et deux sorties (3 et 4). Les facteurs de réflexion et de transmission de la séparatrice à pertes sont décrit respectivement par $r_i = |r_i|e^{i\phi_{ri}}$ ($i \in \{1, 2\}$) et $t_i = |t_i|e^{i\phi_{ti}}$ ($i \in \{1, 2\}$). $|r_i|$ et ϕ_{ri} sont l'amplitude et la phase du facteur de réflexion. $|t_i|$ et ϕ_{ti} sont l'amplitude et la phase du facteur de transmission.

L'interféromètre fonctionne de la façon suivante. Un champ E_0 est envoyé en entrée de l'interféromètre par un des ports de la première séparatrice. Le champ est donc divisé sur deux voies que l'on envoie sur la séparatrice plasmonique qui recombine les champs sur ces deux voies de sorties. La somme cohérente des champs au niveau de la séparatrice plasmonique permet des interférences qui dépendent de la différence de marche δ entre les deux bras de l'interféromètre.

En supposant que les champs électriques incidents sur la séparatrice plasmonique E_1 et E_2 sont des ondes planes et en nommant les champs sortants sur les ports 3 et 4 E_3 et E_4 , nous avons les relations suivantes :

$$E_3 = r_2 E_2 + t_1 E_1 \quad (2.9)$$

$$E_4 = r_1 E_1 + t_2 E_2 \quad (2.10)$$

On trouve donc que l'intensité dans le port 3 est proportionnelle à $|E_3|^2$ et s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned} I_3 &\propto |E_3|^2 \\ &= |r_2 E_2 + t_1 E_1|^2 \\ &= (|r_2|^2 |E_2|^2 + |t_1|^2 |E_1|^2) \left(1 + \frac{2|r_2||t_1|}{|r_2|^2 |E_2|^2 + |t_1|^2 |E_1|^2} \mathcal{R}e\{e^{i(\delta + \phi_{t1} - \phi_{r2})}\}\right) \\ &= (|r_2|^2 |E_2|^2 + |t_1|^2 |E_1|^2) \left(1 + \frac{2|r_2||t_1|}{|r_2|^2 |E_2|^2 + |t_1|^2 |E_1|^2} \cos(\delta + \phi_{t1} - \phi_{r2})\right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

De même, on trouve pour l'intensité I_4 :

$$I_4 \propto (|r_1|^2 |E_1|^2 + |t_2|^2 |E_2|^2) \left(1 + \frac{2|r_1||t_2|}{|r_1|^2 |E_1|^2 + |t_2|^2 |E_2|^2} \cos(\delta - (\phi_{t2} - \phi_{r1}))\right) \quad (2.12)$$

Si on considère que par construction les coefficients de la séparatrice sont symétriques, on a donc $r_1 = r_2 = r$ et $t_1 = t_2 = t$. Le déphasage entre les franges sur les voies 3 et 4 vaut $2(\phi_t - \phi_r) = 2\phi_{tr} = -2\phi_{rt}$. On peut donc déduire de la différence de phase entre les interférogrammes en sortie du MZ les déphasages entre les coefficients r et t des séparatrices.

Ainsi pour les déphasages ϕ_{rt} visés dans les composants 3 et 4, on s'attend à :

- des franges en opposition de phase en sortie de l'interféromètre pour $\phi_{rt} \equiv \frac{\pi}{2}[\pi]$.
- des franges en phase en sortie de l'interféromètre pour $\phi_{rt} \equiv \pi[\pi]$.
- des franges en quadrature de phase en sortie de l'interféromètre pour $\phi_{rt} \equiv \frac{\pi}{4}[\pi]$.

Pour chacune des structures, les déphasages ont été évaluées à partir des interférogrammes obtenus en envoyant une source de paires de photons à 806 nm en entrée de l'interféromètre. A partir des signaux obtenus sur chaque voie, nous ajustons une sinusoïde de la forme $y = a + b \cos(cx + d)$ aux données expérimentales. La différence des phases à l'origine donne le déphasage $2\phi_{rt}$ dont on déduit facilement le déphasage entre r et t . En réalisant ce travail 30 fois sur différents interférogrammes obtenus pour la même séparatrice, nous estimons le déphasage de chaque séparatrice avec une précision de $\pm 1^\circ$. La méthode d'évaluation de la phase est donc répétable avec une bonne précision.

Dans la figure 2.22, on trouve les interférogrammes obtenus pour chaque séparatrice du composant 4 ainsi que l'interférogramme correspondant à $\phi_{rt} = \pi/2$ pour la séparatrice 6 du composant 3. Le résultat des paramètres d'ajustement sur les mesures interférométriques est donné dans le tableau 2.16.

L'écart type présenté dans le tableau 2.16 correspond aux écarts entre les différentes phases mesurées pour les 3 composants fabriqués qui sont des répétitions d'une même séparatrice.

Nous nous sommes intéressés plus en détail à l'origine physique du déphasage entre les signaux des deux voies de l'interféromètre. Nous avons vu qu'il provenait directement de la différence de phase

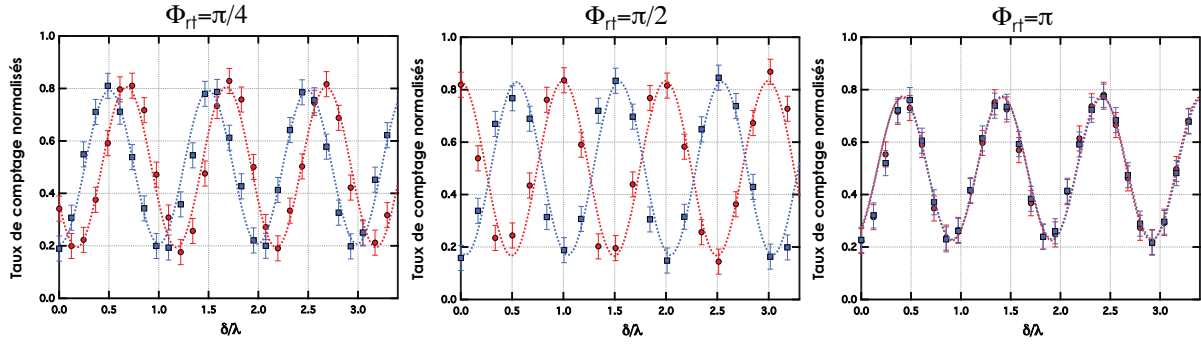


FIGURE 2.22 — Interférogrammes des séparatrices optimisées pour les déphasages $\phi_{rt} = \{\pi/4, \pi/2, \pi\}$. Les cercles rouges représentent les valeurs expérimentales des coïncidences normalisées mesurées sur la voie A. Les carrés bleus représentent les valeurs expérimentales des coïncidences normalisées mesurées sur la voie B. Les sinusoides rouge et bleu sont les fonctions de fit des données expérimentales pour les voies A et B respectivement permettant de déduire le déphasage entre les deux voies de sortie du Mach-Zehnder.

ϕ_{rt} cible	$2\phi_{rt}$ cible	Déphasage (Design= AFM)	Ecart type	Déphasage (Design= MEB)	Ecart type
$90^\circ [\pi]$	-180°	-163°	NA	NA	NA
$180^\circ [\pi]$	0	3°	$\pm 2^\circ$	42°	$\pm 10^\circ$
$45^\circ [\pi]$	-90°	-57°	$\pm 10^\circ$	-14°	$\pm 8^\circ$

TABLE 2.16 — Résultats des mesures moyennées sur le composant 2 de l'échantillon en réflexion. Les valeurs des déphasages mesurés sont relativement proches des valeurs de conception. On mesure un écart de seulement 3° pour $\phi_{rt} = 0$ et des écarts de 20° à 30° pour $\phi_{rt} = -180^\circ$ et $\phi_{rt} = -90^\circ$. Ces écarts peuvent paraître importants dans l'absolu mais ils doivent être comparés à la valeur : 180° . Les écarts relatifs comparés à 180° sont alors raisonnables ce qui explique que les interférogrammes de la figure 2.22 reflètent bien une quadrature de phase, une opposition de phase et un système en phase.

$\phi_r - \phi_t$ entre les coefficients r et t de la séparatrice. Ce phénomène n'est pourtant pas couramment observé classiquement en optique car les séparatrices "usuelles" (c'est-à-dire avec peu de pertes) sont contraintes par les relations de conservation de l'énergie qui forcent les signaux en sortie d'interféromètre à être en opposition de phase (cf. Annexe A). En présence de pertes, ϕ_{rt} peut prendre n'importe quelle valeur ce qui permet de faire varier le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre.

L'importance des pertes des séparatrices n'est pas un phénomène à négliger, car il modifie également le déphasage entre les coefficients r et t (134). Cela produit un simple déphasage entre les deux voies de l'interféromètres pour des interférences classiques. En revanche pour des interférences quantiques à deux bosons du type Hong-Ou-Mandel (24), la visibilité des interférences est directement liée au terme $\propto |r^2 + t^2|^2$ où ϕ_{rt} joue un rôle important.

Le déphasage en sortie de l'interféromètre permet aussi de faire de l'absorption cohérente. En

effet, si $\phi_{rt} = \pi$, les sorties de l'interféromètre sont en phase. En ajustant la différence de chemins optiques de façon à annuler le signal sur les deux voies simultanément, nous pouvons alors nous assurer que l'interomètre est parfaitement absorbant : aucun signal ne peut être détecté en sortie de l'interféromètre. Lorsque la différence de marche est ajustée sur une bosse commune sur les voies de sortie de l'interomètre, nous nous assurons que l'interféromètre transmet toute l'énergie qui le traverse et qui n'est pas perdue par la séparatrice sur les deux voies de sorties. Ainsi, en contrôlant la différence de chemins optiques, nous pouvons moduler les pertes de l'interféromètre de façon cohérente (135) et garantir l'absorption totale d'un signal. Dans la même veine, un déphasage de $\phi_{rt} = \pi$ utilisé avec des états à un photon permet également de faire de l'absorption non linéaire(136).

2.5 Résumé

Nous avons présenté dans ce chapitre l'élaboration et l'amélioration d'une plateforme de manipulation de plasmons, depuis sa conception jusqu'à sa caractérisation en passant par sa fabrication. Cette plateforme est constitué de 3 briques élémentaires : un lanceur directionnel de plasmons de surface, une séparatrice plasmonique et un découpleur de plasmon. Nous avons développé deux solutions pour les découpleurs : des structures à cannelures et des fentes débouchantes. Ces structures ont été simulées initialement par Jean-Claude Rodier, Jean-Paul Hugonin et Philippe Lalanne. Elles ont donné lieu à la fabrication de trois échantillons (par Eloïse Devaux) qui ont été caractérisé par Alexandre Baron avant le début de ma thèse. L'échantillon 3 a été caractérisé uniquement en intensité en analyse de face-avant.

Au début de ma thèse, j'ai récupéré l'échantillon 3 et ai monté mon propre montage optique afin de caractériser l'échantillon en face-avant et en face arrière. Cela m'a permis de caractériser les séparatrices et les lanceurs et de mesurer les déphasages entre r et t par interférométrie de Mach-Zehnder. Les résultats de la caractérisation de l'échantillon 3 ne coïncidaient pas avec les résultats attendus à partir des simulations numériques et les ratios des séparatrices étaient relativement déséquilibrés, ce qui nuit à la qualité des interférences plasmoniques. Nous avons donc voulu tester de nouvelles séparatrices. Cependant, un changement d'instrumentation nécessaire au procédé de fabrication des échantillons nous a contraint à effectuer des tests de gravure au FIB afin de retrouver les recettes permettant la réalisation de coupleurs plasmoniques efficaces.

Les écarts entre les simulations et les expériences subsistant, nous avons confronté nos structures à des mesures prises par Anne-Lise Coutrot dans le laboratoire de Thalès à partir d'un AFM. Nous avons ensuite travaillé conjointement pour comprendre les différences constatées entre les résultats simulés, les résultats mesurés, les paramètres mesurés au MEB et ceux à l'AFM. Ce long travail nous a permis d'aboutir à l'élaboration de l'échantillon 9 sur lequel toutes les séparatrices sont exploitables et de meilleure qualité (en terme d'équilibrage des ratios) que les séparatrices de l'échantillon 3. Ceci démontre que l'étude qui a précédé l'échantillon 9 nous a permis de bien comprendre les problèmes de fabrication des échantillons. Nous avons pu également gagner un facteur 14 sur le signal collecté issu de l'échantillon en remplaçant l'or pulvérisé par de l'or évaporé.

Nous nous sommes également intéressés aux déphasages entre r et t des séparatrices qui jouent un rôle non négligeable dans les interférences classiques et quantiques. Nous avons donc expliqué l'origine de ce déphasage entre les coefficients en amplitude r et t par la présence de perte au sein de la séparatrice. La modulation de ces pertes nous a donné la possibilité de choisir le déphasage des séparatrices. Nous avons également conçu, réalisé et caractérisé des séparatrices plasmoniques avec des déphasages de π , $\pi/2$ et $\pi/4$ et ayant des ratio R/T équilibrés.

Pour résumer, nous avons mis en place une puce permettant la manipulation de plasmon intégrée à l'échelle micrométrique. Les structures la composant ont été optimisées pour permettre l'interaction efficace de deux plasmons à sa surface. Nous nous intéresserons dans la suite à tester ces structures dans le régime quantique afin de déterminer la capacité de ces structures à préserver la nature quantique des plasmons.

Chapitre 3

Source de paires de photons et système d'acquisition à haut débit

Dans le chapitre précédent, nous avons détaillé la mise en place d'une plateforme permettant de manipuler et contrôler la propagation de plasmons de surface. Nous voulons à présent tester cette plateforme en y réalisant des expériences fondamentales d'optique quantique avec des plasmons de surfaces. Pour réaliser cet objectif, il est nécessaire de posséder trois outils fondamentaux : une source de photons uniques, des outils de manipulation plasmonique ainsi qu'un système d'acquisition et de mesure permettant d'effectuer des mesures de corrélations à haut débit. La source de photons uniques permet d'opérer dans le régime quantique, dans la mesure où l'on contrôle l'état de l'objet quantique dans un état de Fock. Le transfert vers la plasmonique quantique s'opère au niveau de la puce plasmonique développée dans le chapitre précédent. Pour finir, les résultats des expériences sont obtenus grâce à un système de détection et d'acquisition adapté aux mesures de corrélations temporelles précises.

Concernant la source de photons uniques, nous avons opté dans nos expériences pour une source de photons uniques annoncés. Une telle source requiert deux éléments : une source de paires de photons et un système électronique de détection d'événements simultanés permettant la réduction de la fonction d'onde à deux photons en un état proche d'un état de photon unique $|1\rangle$. Ainsi, on constate que l'étude de la source de photons uniques revient à l'étude de la source de paires ainsi que celle de l'instrument de mesure. Nous avons choisi de travailler avec une source de paires de photons produits par fluorescence paramétrique dans un cristal non-linéaire. Ce type de source est capable de générer des flux de paires photons importants (de l'ordre de 10^6 cp/s) ce qui nous permet de compenser les pertes inhérentes aux plasmons de surface. De plus, les sources paramétriques ont été largement étudiées par la communauté scientifique (?; 137; 138; 139) et les cristaux sont actuellement disponibles à la demande dans l'industrie, ils sont relativement simples à mettre en place et à des coûts accessibles.

Dans ce chapitre, nous étudierons le montage expérimental d'une source paramétrique pompée ainsi que le processus de création de paires de photons dans un cristal non linéaire de PP-KTP (pour l'anglais Periodically-Poled Potassium Titanyl Phosphate). Puis nous caractériserons les performances de notre source. Dans un second temps, nous nous intéresserons au traitement et à

l'acquisition des signaux. Nous présenterons le système d'acquisition et de traitement des données que nous avons développé à partir d'un module basé sur la technologie FPGA (pour l'anglais Field-Programmable Gate Array).

3.1 La source de paires de photons

3.1.1 Montage expérimental de la source

Nous commencerons par décrire le montage de la source de paires qui nous servira ensuite de support pour la suite de nos explications.

Mise en place du montage optique de la source

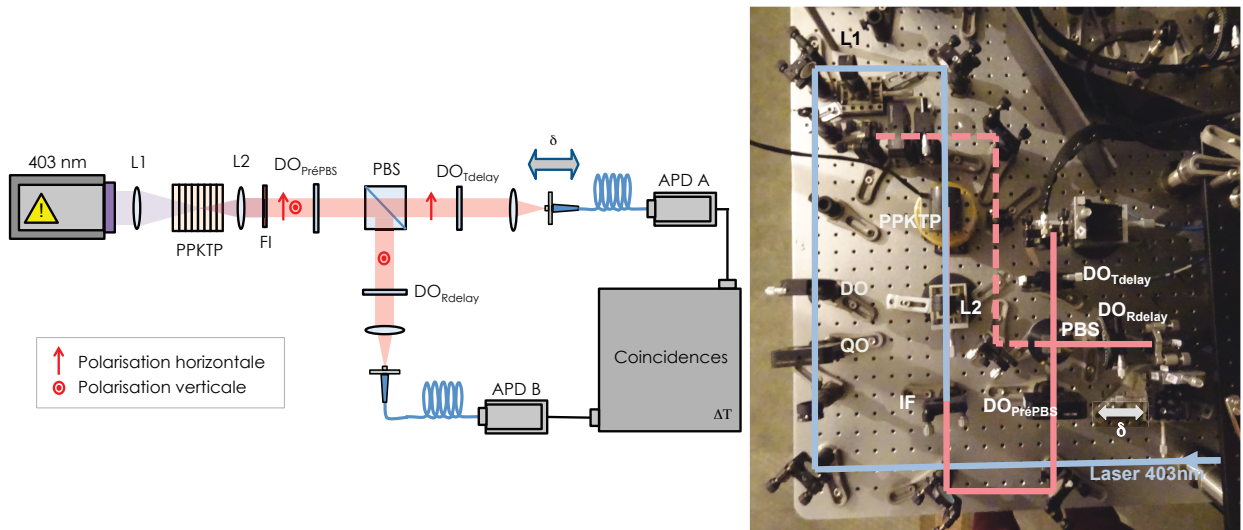


FIGURE 3.1 – *Schema expérimental et photographie du montage de la source de paires de photons générés par fluorescence paramétrique dans un cristal de PPKTP. Le faisceau d'une diode laser à 403 nm est focalisé par la lentille L1 sur un cristal non-linéaire de Titanyl Phosphate de Potassium périodiquement renversé (PPKTP). Des paires de photons dégénérés à 806 nm sont émises dans le cristal et collimatées par la lentille L2. Le faisceau de pompe transmis par le cristal est éliminé grâce à un filtre interférentiel (FI). La polarisation de la paire de photons est ensuite ajustée grâce à la lame demi-onde DO_{PrePBS} , qui, suivie d'un cube séparateur de polarisation, permet de séparer spatialement les deux photons de la paire. Les photons sont ensuite couplés à des fibres à maintien de polarisation et leur état de polarisation d'entrée dans les fibres est réglé grâce aux lames demi-onde DO_{Tdelay} et DO_{Rdelay} sur chaque voie respectivement. Pour caractériser la source de paires, on comptabilise le taux de coïncidences (événements simultanés) entre les détecteurs A et B.*

Le montage optique de la source de paires de photons est représenté dans la figure 3.1. Nous utilisons une diode laser continu (Toptica) à 403 nm pour pomper optiquement un cristal de Titanyl Phosphate de Potassium (PPKTP) en quasi-accord de phase. Il s'agit d'une diode laser accordable en longueur d'onde sur une plage de 400 à 403 nm nous permettant d'ajuster finement la longueur

d'onde de pompe pour l'accord de phase dans le cristal. Elle est montée avec une cavité externe dont le miroir de sortie est en configuration Littrow. L'orientation du réseau blasé (ajustable par l'utilisateur) permet de choisir le mode de cavité susceptible de laser. La caractérisation spectrale ainsi que la caractérisation en intensité en fonction du courant de pompe de la diode sont données dans la figure 3.2. On mesure une puissance maximale de fonctionnement de 38 mW à 403 nm, soit une intensité de 13.40 mW/mm^2). Dans la caractéristique en intensité, on constate que la

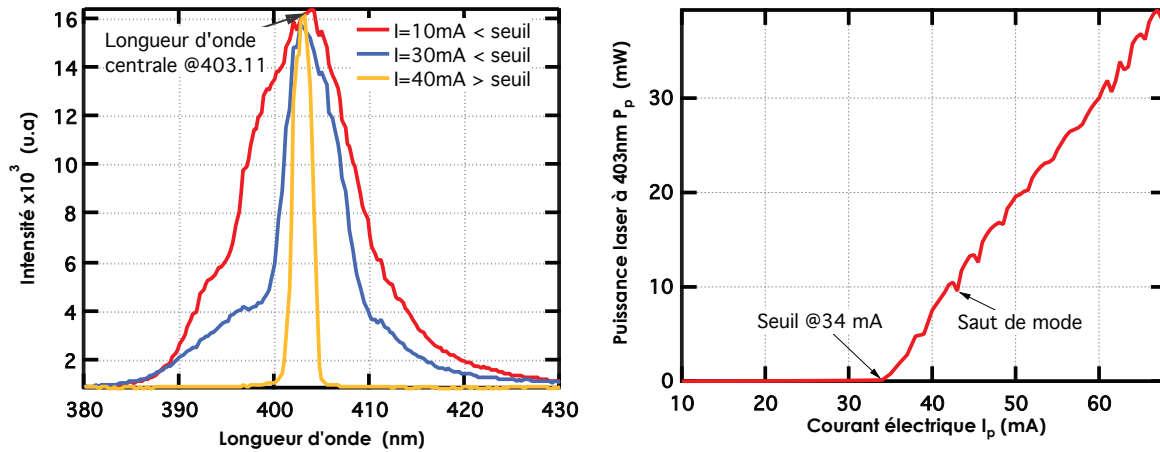


FIGURE 3.2 – (gauche) Spectres du laser bleu pour plusieurs courant de pompes allant de 10mA, à 40mA. On observe un affinement du spectre centré à 403.11nm au dessus du seuil du laser. (droite) Caractéristique du laser TOPTICA obtenue à 403 nm. La température de la diode laser est maintenue à 32.5°C par un contrôleur en température.

dépendance linéaire de la puissance de sortie du laser en fonction de l'intensité du courant de pompe de la diode présente des sauts d'intensité. Cette observation témoigne d'une compétition entre les modes ayant lieu dans la cavité. En effet, l'augmentation du courant de pompe de la diode crée un déplacement de la courbe de gain dans le domaine spectral. Cela permet à des modes qui étaient auparavant atténués par les pertes, d'exister et de rentrer en compétition avec un mode présent dans la cavité. Ceci explique la stagnation de puissance par palier à chaque fois que des modes se trouvent en compétition. La stabilité de la cavité est donc également cruciale pour éviter des sauts de modes additionnels. Pour cela, un contrôleur de température permet d'assurer une température stable de 32.5°C dans la diode laser.

Pour générer efficacement un effet non linéaire d'ordre 2 dans le cristal, le faisceau de la diode laser est focalisé avec une lentille de focale 300 mm (L1) au centre du cristal. La collection des photons en sortie du cristal se fait ensuite à l'aide d'une lentille de collection de focale 100 mm (L2) pour conjuguer le plan du waist dans le cristal à l'infini. Cette lentille a été choisie de façon à pouvoir convenablement coupler le signal non-linéaire à des fibres monomodes à maintien de polarisation ($P1 - 780PM - FC$) via des collimateurs de fibre ($F220FC - 780$). Pour pouvoir manipuler aisément chaque photon issu de la paire de façon indépendante, nous les séparons par leur polarisation à l'aide d'un cube séparateur de polarisation (PBS) précédé d'une lame demi-onde (DO_{PrePBS}). Le processus de fluorescence paramétrique étant toutefois un processus relativement peu efficace ($10^{-8}/\text{mm}$ (139)), il est nécessaire d'éliminer le signal de pompe du laser qui subsiste

après le cristal. Nous utilisons pour cela un filtre dichroïque (FF01-810/10, AHF) possédant une transmission de 98% sur la bande 800 – 815nm (cf. Figure 3.3) et une extinction de l'ordre de 10^{-7} sur le reste du spectre. L'utilisation de fibres à maintien de polarisation nécessite l'utilisation de lames demi-onde (DO_{Tdelay} et DO_{Rdelay}) pour pouvoir orienter la polarisation du photon incident sur les axes neutres de la fibre. Cette condition est nécessaire pour que la fibre maintienne la polarisation rectiligne sur toute sa longueur.

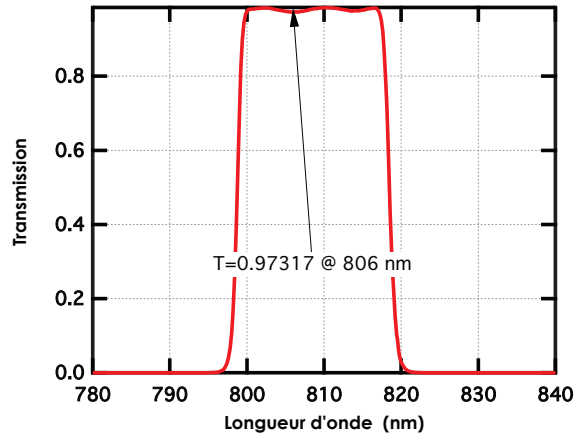


FIGURE 3.3 – Transmission du filtre interférométrique (AHF) permettant de transmettre les photons rouges de la fluorescence paramétrique tout en éliminant les photons bleus de la pompe laser.

Alignement de la source de paires de photons

L'alignement de la source se fait en deux étapes : dans un premier temps, on règle l'incidence du faisceau de pompe sur le cristal pour être au plus proche des conditions d'accord de phase pour lesquelles le cristal a été taillé, et dans un second temps, on aligne les éléments optiques après le cristal pour collecter efficacement les paires de photons générées à 806 nm.

L'alignement du faisceau de pompe par rapport à l'axe du cristal de PP-KTP est fondamental pour la source de paires de photons. En effet, l'alignement détermine la longueur d'onde des photons rouges, leur direction de propagation ainsi que l'efficacité de conversion des paires. Dans un premier temps, il s'agit de faire passer le faisceau de pompe au centre du cristal en observant la diffusion du faisceau bleu sur un écran placé après le cristal. Dans un second temps, on affine l'alignement en ajustant l'apparence de la tâche laser bleue après le cristal. Elle doit être symétrique, nette et dépourvue de tâches de speckle. L'observation de speckle indique la présence d'un défaut diffusant du cristal au voisinage du plan de focalisation et entraîne une chute de la puissance de pompe. Pour éviter cet effet, il est donc nécessaire de légèrement translater le faisceau incident dans le cristal pour s'éloigner du défaut tout en restant globalement centré dans le cristal.

L'alignement de la collection optique est délicate en raison du faible niveau de signal de fluorescence paramétrique. En effet, à 806 nm, les photons sont à peine visibles et le niveau de signal est insuffisant pour être optimisé directement à partir d'un puissance mètre. Cependant, nous savons

que l'accord de phase du processus non linéaire dégénéré à 806 nm est en principe obtenu pour une configuration colinéaire des trois faisceaux (pompe, signal et complémentaire). Les photons rouges empruntent donc un chemin optique superposé aux photons bleus. Nous allons donc nous servir de la colinéarité des faisceaux pour aligner les éléments optiques de collection des photons rouge. Pour cela, nous injectons de la lumière d'un laser d'alignement à ~ 806 nm dans le sens inverse du trajet des photons à 806 nm, c'est-à-dire par les sorties des fibres. Il suffit alors de régler l'orientation des collimateurs de fibres pour que les tâches rouges issues des deux fibres se superposent entre elles ainsi que sur la tâche du faisceau bleu de pompe tout au long du chemin optique. Ce pré-réglage garantit l'obtention d'un signal issu de la fluorescence paramétrique sur les détecteurs en sortie des fibres. Mais il est en général loin d'être optimal et l'affinement du couplage des photons de fluorescence dans les fibres se fait en réglant l'orientation des collimateurs tout en surveillant le niveau de signal sur chaque détecteur.

Pour améliorer la collection des paires issues du cristal, on peut affiner la conjugaison du waist dans le cristal à l'entrée des fibres. Il faut alors ajuster finement la position de la lentille de collection dans la direction de propagation de la lumière jusqu'à trouver un maximum de collection en réitérant la procédure précédente pour chaque position de la lentille de collection. De même, la position du waist dans le cristal le long de l'axe de propagation est déterminante pour maximiser le taux de conversion. En superposant le waist de la pompe avec le milieu du cristal, on symétrise la densité de production de paires de part et d'autre du centre et on garantit la meilleure indiscernabilité temporelle des paires produites à des endroits symétriques du cristal. Ce réglage doit être testé de façon itérative également.

3.1.2 Fluorescence paramétrique dans le cristal de KTP

Pour générer des paires de photons dégénérés, nous avons choisi un cristal non linéaire qui présente des coefficients non linéaires importants dans le visible : le cristal de titanyl phosphate de potassium (KTP). Nous allons maintenant nous intéresser plus en détail au processus de production de paires dans ce cristal.

Le cristal de titanyl phosphate de potassium (KTP)

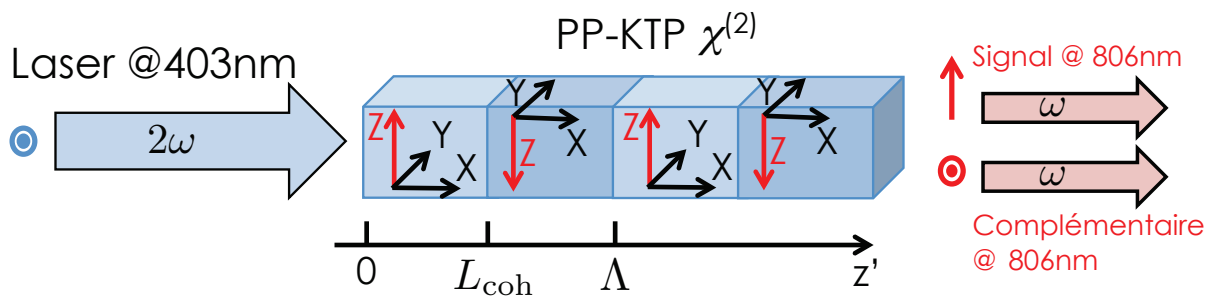


FIGURE 3.4 – Schéma illustrant le phénomène de fluorescence paramétrique dans le cristal de titanyl phosphate de potassium (KTP) donnés par Raicol.

Le cristal de titanyl phosphate de potassium (KTP) que nous utilisons a été acheté chez Raicol et mesure 1mm x 2mm x 25mm. Il s'agit d'un cristal périodiquement renversé (en anglais, periodically-poled, PP) selon \mathbf{Z} et coupé selon \mathbf{X} , ce qui signifie que le cristal est constitué de domaines dans lesquels l'axe cristallographique \mathbf{Z} du KTP est alternativement retourné. Cela a pour conséquence de changer périodiquement le signe de la susceptibilité effective vue par le faisceau pompe tout au long de sa propagation dans le cristal le long de \vec{X} . Nous détaillerons un peu plus tard l'intérêt de ce procédé. De plus, le KTP est un cristal biréfringent uniaxe positif dont les indices des axes cristallographiques sont donnés dans le tableau 3.1.

Indices	@ 403 nm	@ 806 nm
n_X	1.826	1.7503
$n_Y = n_o$	1.8401	1.7584
$n_Z = n_e$	1.9656	1.8436

TABLE 3.1 – *Indices cristallographiques du KTP.*

En pompant le cristal de PP-KTP à 403 nm, il génère des paires à 806 nm par fluorescence paramétrique de type II selon le processus suivant : 1 photon ordinaire (403 nm) \rightarrow 1 photon ordinaire (806 nm) + 1 photon extraordinaire (806 nm), comme illustré dans la figure 3.4. La pompe incidente est donc polarisée ordinairement afin de générer des paires de photons de polarisations orthogonales selon les axes ordinaire et extraordinaire. Par définition, l'axe extraordinaire est l'axe selon la direction \vec{Z} du KTP, l'indice extraordinaire s'écrit donc $n_e = n_Z$ et l'indice ordinaire est celui le long de l'axe cristallographique \mathbf{Y} tel que $n_o = n_Y$ dans notre situation.

Nous nous intéresserons dans un premier temps à l'accord de phase dans un cristal dont les axes cristallographiques correspondent au premier domaine de la figure 3.4.

Fluorescence paramétrique à ω

La production de paires s'effectue par pompage optique du cristal non-linéaire. Il s'agit d'une interaction non-linéaire d'ordre 2 entre le champ incident et le cristal, qui est décrit par les coefficients du tenseur de susceptibilité $\underline{\chi}^{(2)}$. Elle traduit la réponse optique à des forces de rappel anharmoniques des atomes constituant le cristal. A l'échelle macroscopique, le matériau se polarise en réponse au champ électrique incident et la polarisation non linéaire d'ordre 2 à ω pour un mélange $\omega = \omega_l + \omega_m$ peut être décrite ainsi :

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega = \omega_l + \omega_m) = \epsilon_0 \sum_{l,m} \underline{\chi}^{(2)}(\omega = \omega_l + \omega_m; \omega_l, \omega_m) \mathbf{E}(\omega_l) \mathbf{E}(\omega_m) \quad (3.1)$$

L'équation (3.1) traduit la présence d'un processus à trois ondes dans le milieu : une onde à ω_l , une autre à ω_m et une dernière résultant de la somme des deux autres telle que $\omega = \omega_l + \omega_m$. Cependant, pour que ce mélange puisse exister, les trois ondes présentes dans le milieu doivent vérifier les lois de conservations de l'énergie et de l'impulsion lors de l'émission spontanée des deux

photons :

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_l + \mathbf{k}_m \quad (3.2)$$

$$\omega = \omega_l + \omega_m \quad (3.3)$$

Ces relations correspondent également aux conditions d'accord de phase pour le cristal en utilisant une vision classique.

Dans notre situation, le champ incident (pompe p) sur le cristal est polarisé ordinairement selon \mathbf{Y} , oscille à la fréquence 2ω et se propage le long de z' . Des paires de photons sont alors émises à ω avec des polarisations orthogonales selon \mathbf{Y} (signal s) et \mathbf{Z} (complémentaire c). La condition d'accord de phase (3.2) devient alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_p(2\omega) &= \mathbf{k}_s(\omega) + \mathbf{k}_c(\omega) \\ \Leftrightarrow 2n_o(2\omega)\omega\mathbf{e}_p &= n_o(\omega)\omega\mathbf{e}_s + n_e(\omega)\omega\mathbf{e}_c \\ \Leftrightarrow 2n_o(2\omega)\mathbf{e}_Y &= n_o(\omega)\mathbf{e}_Y + n_e(\omega)\mathbf{e}_Z \end{aligned} \quad (3.4)$$

où $\mathbf{e}_p = \frac{\mathbf{k}_p}{|\mathbf{k}_p|}$, $\mathbf{e}_s = \frac{\mathbf{k}_s}{|\mathbf{k}_s|}$ et $\mathbf{e}_c = \frac{\mathbf{k}_c}{|\mathbf{k}_c|}$ sont les vecteurs unitaires liés aux vecteurs d'onde de chaque onde : pompe, signal et complémentaire. \mathbf{e}_Y et \mathbf{e}_Z sont les vecteurs unitaires attachés aux axes cristallographiques du KTP.

La fluorescence paramétrique est un processus d'émission spontanée et ne peut être décrite rigoureusement autrement que par le formalisme quantique. L'intensité de fluorescence à ω se déduit de la règle d'or de Fermi (140) et donne :

$$I(\omega) \propto |\chi_{eff,ZYY}^{(2)}|^2 I_o(2\omega) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta\mathbf{k}\mathbf{z}'}{2}\right) z'^2 \quad (3.5)$$

où $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_p(2\omega) - \mathbf{k}_s(\omega) - \mathbf{k}_c(\omega)$ est l'accord de phase, \mathbf{z}' est le vecteur position dans le cristal et $\chi_{eff,ZYY}^{(2)} = \mathbf{e}_{Z,\omega} \cdot \underline{\chi}^{(2)}(\omega; 2\omega, -\omega) \mathbf{e}_{Y,2\omega} \mathbf{e}_{Y,\omega} = \mathbf{e}_{Y,\omega} \cdot \underline{\chi}^{(2)}(\omega; 2\omega, -\omega) \mathbf{e}_{Y,2\omega} \mathbf{e}_{Z,\omega} = \chi_{eff,YYZ}^{(2)}$ est la susceptibilité effective.

L'expression de l'Eq. (3.5) nous montre que pour maximiser l'intensité de fluorescence paramétrique à ω il faut à la fois que la susceptibilité effective $\chi_{eff,ZYY}^{(2)}$ ne soit pas nulle et que l'accord de phase soit parfait, c'est-à-dire $\Delta\mathbf{k} = 0$. $\chi_{eff,ZYY}^{(2)}$ étant non nul ($\chi_{eff,ZYY}^{(2)} = \chi_{eff,YYZ}^{(2)} = d_{24} = 3.94$ pm/V pour le KTP), il ne reste alors qu'à satisfaire au mieux la condition d'accord de phase.

Dans la figure 3.5, nous avons tracé l'évolution de l'intensité non linéaire le long du cristal pour différentes valeurs de désaccord de phase $\Delta\mathbf{k}$ en considérant des situations où les vecteurs d'onde sont colinéaires pour la simplicité des calculs. En rouge, on considère un accord de phase parfait $\Delta\mathbf{k} = 0$, le signal évolue alors en z'^2 et augmente très rapidement selon une parabole. On considère maintenant le cas où $\Delta k = 0.3\mu\text{m}^{-1}$. On observe des oscillations en $\propto \sin^2(\Delta k z'/2)/\Delta k^2$ qui traduisent des interférences à trois ondes tout au long du cristal. Elles sont constructives sur une distance L_{coh} appelée longueur de cohérence définie par $L_{coh} = \pi/\Delta k$ puis deviennent destructives par la suite sur une même longueur L_{coh} . On constate également que plus on s'éloigne de l'accord de phase (courbe jaune avec $\Delta k = 0.6\mu\text{m}^{-1}$), plus le contraste des interférences chute et moins

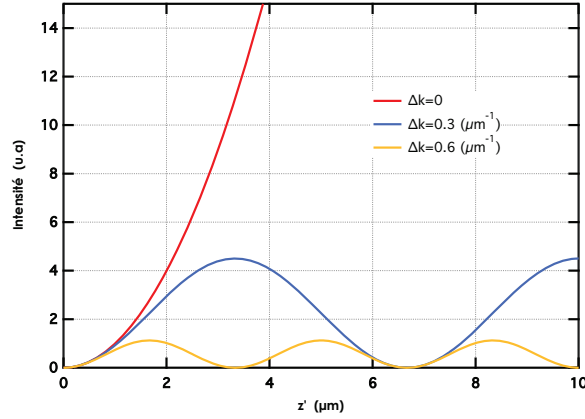


FIGURE 3.5 – Evolution de l'intensité du signal non linéaire en fonction de la distance parcourue dans le cristal dans différents régimes d'accord de phase.

le processus de conversion non linéaire est efficace. Pour maximiser significativement l'effet non linéaire, il faut donc se rapprocher de l'accord de phase parfait.

Nous nous intéressons maintenant de plus près à la condition d'accord de phase parfait pour la configuration $2\omega \rightarrow \omega + \omega$ donnée dans l'Eq.(3.4). Cette égalité peut-être en principe obtenue grâce aux propriétés de biréfringence intrinsèques du cristal. Il existe alors plusieurs situations avec un cristal uniaxe positif utilisé en type II (illustrées dans la figure 3.6) permettant d'avoir l'accord de phase $\Delta\mathbf{k} = 0$ pour $2\omega \rightarrow \omega + \omega$. Dans le cas $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} < n_o(2\omega)$, on constate qu'il n'y a pas d'accord de phase parfait possible dans le milieu car la relation vectorielle entre les vecteurs d'onde ne peut être vérifiée physiquement dans le cristal (cf. Fig. 3.6, situation 1). Cette situation est donc impossible. Le cas où $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} > n_o(2\omega)$ est la situation la plus courante où l'accord de phase est obtenu dans le cristal. La relation vectorielle entre les vecteurs d'onde est permise par l'accordabilité en angles entre le faisceau pompe et les faisceaux filles θ_o et θ_e (cf. Fig. 3.6, situation 2). Il faut noter toutefois que ces angles empêchent le recouvrement des trois ondes sur de longues distances dans le cristal, la qualité des interférences s'en retrouve alors dégradée et l'efficacité de conversion réduite, on parle alors de walk-off. Cela nous amène à considérer la troisième situation où $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} = n_o(2\omega)$ (cf. Fig. 3.6, situation 3). Dans cette situation, l'accord de phase est obtenu pour des faisceaux colinéaires, ce qui permet l'interaction efficace des 3 ondes tout au long de la propagation des faisceaux dans le cristal.

On peut facilement deviner que la troisième situation est extrêmement rare pour un cristal quelconque et qu'il est par conséquent exceptionnel d'arriver à trouver un accord de phase parfait colinéaire dans un matériau en utilisant uniquement la biréfringence du cristal lui-même. Il existe cependant une technique qui permet d'améliorer la conversion non linéaire de n'importe quel matériau et à n'importe quelle longueur d'onde. Il s'agit de la technique du quasi-accord de phase.

Le quasi-accord de phase

Le quasi-accord de phase consiste à juxtaposer des sections (ou domaines) de cristal de longueur L_{coh} , en inversant les axes cristallographiques du cristal dans chaque section de façon périodique le

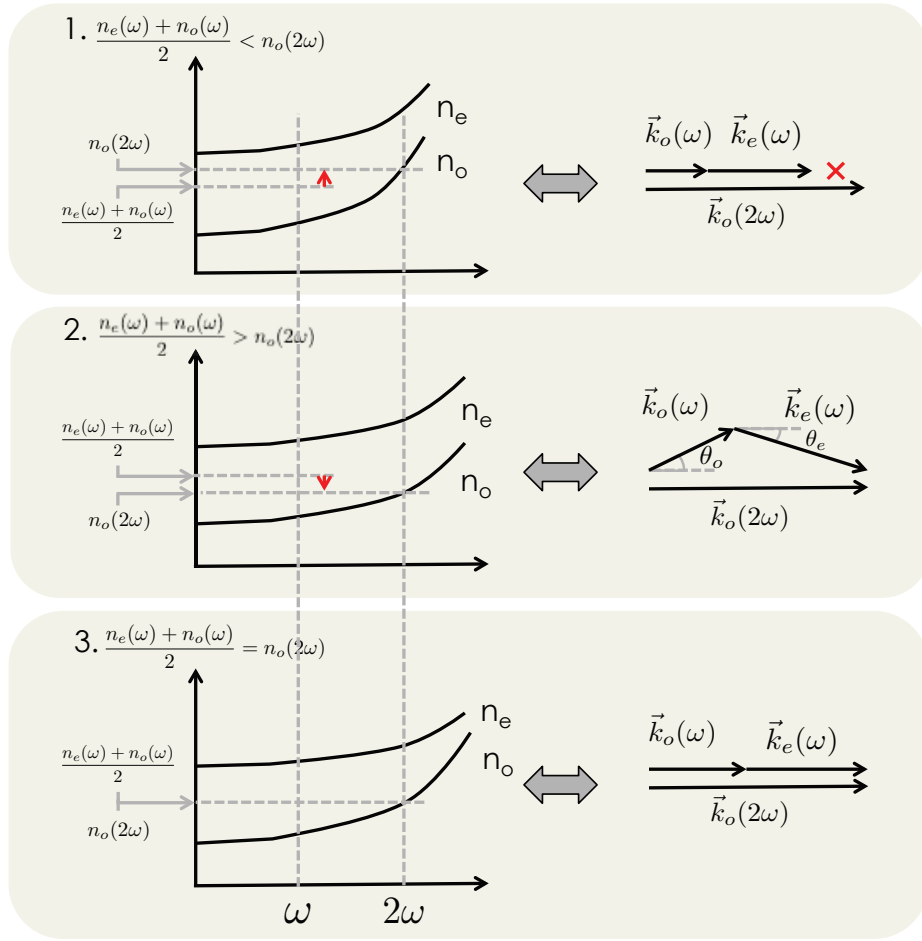


FIGURE 3.6 – Différentes courbes de dispersions d'indices possibles dans un cristal uniaxe positif permettant d'avoir l'accord de phase $\Delta \mathbf{k} = 0$ pour $2\omega \rightarrow \omega + \omega$. **Situation 1** : Le cristal est tel que $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} < n_o(2\omega)$. Dans ces conditions, la relation vectorielle entre les vecteurs d'ondes des trois ondes ne peut être validée. Cette situation est donc impossible physiquement sans arrangement. **Situation 2** : Le cristal est tel que $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} > n_o(2\omega)$. Cette situation est la plus courante qui puisse physiquement se produire pour un cristal uniaxe positif quelconque. L'accord de phase parfait est obtenu pour des angles particuliers des ondes signal et complémentaire. Ces angles nuisent au recouvrement des ondes et donc à la qualité de leurs interférences. **Situation 3** : Le cristal est tel que $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} = n_o(2\omega)$. Cette situation est extrêmement rare et permet la meilleure efficacité de production de paires avec un mélange à trois ondes collinéaires et donc efficace tout au long de la propagation dans le cristal.

long de l'axe z' . Ainsi, le cristal dans sa totalité possède un schéma périodique de période $\Lambda = 2L_{coh}$ (comme illustré dans la figure 3.4). L'inversion de l'axe cristallographique \mathbf{Z} vue par l'onde incidente transforme la susceptibilité effective en son opposé car $\chi_{eff, -Z-Y-Y}^{(2)} = -\mathbf{e}_Z \cdot \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega; 2\omega, -\omega) - \mathbf{e}_{Y, 2\omega} - \mathbf{e}_{Y, \omega} = -\chi_{eff, ZYY}^{(2)}$.

La susceptibilité le long de la propagation de la lumière devient alors une fonction périodique de période Λ et peut être décrite par une série de Fourier :

$$\chi_{eff,K}^{(2)}(z') = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(nKz') + b_n \sin(nKz') \quad (3.6)$$

avec

$$\begin{aligned} c_0 &= 0 \\ a_n &= 0 \\ b_n &= \frac{\chi_{eff,ZYY}}{\pi n} \end{aligned}$$

où $n \in \mathbb{N}$, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ est le vecteur d'onde défini par la période Λ du cristal et a_n et b_n sont les coefficients de la série de Fourier de la susceptibilité.

Avec un petit raisonnement simple avec les mains, on peut comprendre ce qu'il se passe physiquement dans le cristal lors de l'inversion du signe de la susceptibilité (141). En effet, le signal de fluorescence évolue en sinus carré (comme le montre l'équation (3.5)). L'inversion du signe de la susceptibilité effective après une longueur L_{coh} , c'est-à-dire à l'endroit du cristal où les interférences à trois ondes deviennent destructives dans le premier domaine du KTP, permet de "retourner" la sinusoïde et de rendre les interférences constructives sur la distance $[L_{coh}, 2L_{coh}]$. En inversant périodiquement le sens de la susceptibilité tous les L_{coh} , on peut ainsi construire continûment le signal de fluorescence le long du cristal, comme le montre la figure 3.5.

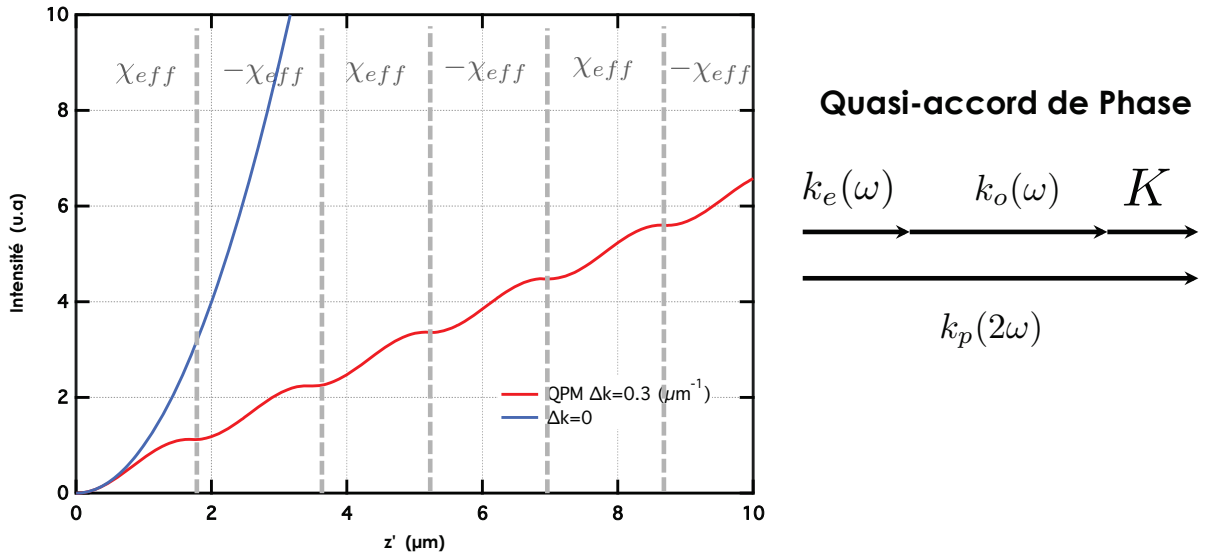


FIGURE 3.7 – (Gauche) Evolution de l'intensité du signal non linéaire en fonction de la distance parcourue dans le cristal dans différent régime d'accord de phase. La courbe bleue représente l'intensité à ω pour un accord de phase parfait dans le cas colinéaire. La courbe rouge représente l'intensité à ω pour une compensation du désaccord $\Delta k = 0.3$. Pour le calcul, nous n'avons considéré que l'ordre 1 de la susceptibilité périodique. (Droite) Relation des moments pour le mélange à trois ondes dans le cas du quasi-accord de phase pour une conversion paramétrique dégénérée colinéaire.

Cette méthode permet de construire un signal de fluorescence en utilisant des grandes distances d'interaction entre le faisceau et le cristal en dépit d'un piètre accord de phase.

L'introduction de $\chi_{eff,K}^{(2)}$ dans le terme de polarisation non linéaire conduit à une nouvelle condition d'accord de phase pour chaque composante $e^{inKz'}$ de la série de Fourier :

$$\mathbf{k}_e[2\omega, n_e(2\omega, T)] = \mathbf{k}_o[\omega, n_o(\omega, T)] + \mathbf{k}_e[\omega, n_e(\omega, T)] + n \frac{2\pi}{\Lambda(T)} \mathbf{e}_z \quad (3.7)$$

où T est la température du milieu non linéaire. Le terme $\mathbf{K} = \frac{2\pi}{\Lambda(T)} \mathbf{e}_z$ introduit par la périodisation du cristal est un degré de liberté supplémentaire pour compléter la relation de fermeture vectorielle de l'accord de phase. Elle rend possible la conversion paramétrique dans tous types de milieux (isotropes et anisotropes) et rend possible la fluorescence paramétrique dans la situation 1 de la figure 3.6 par exemple. Elle permet de revenir à une relation colinéaire entre les vecteurs d'onde (comme dans la situation 3) ce qui évite la dégradation des interférences causée par un faible recouvrement spatial des modes.

Ajustement de l'accord de phase avec la température du cristal

Notre cristal de PP-KTP a été conçu pour générer un signal non linéaire avec une pompe en incidence normale à 403nm. Les conditions d'accord de phase sont cependant dépendantes de la température du cristal. Ainsi, en fixant l'incidence du faisceau entrant dans le cristal proche de la normale, on définit un Δk proche des conditions de phase pour lesquelles la périodicité Λ du cristal a été conçue pour une température donnée. Il est en général peu probable que nous obtenions directement la dégénérescence et la colinéarité des photons fluorescents. On peut alors ajuster l'accord de phase pour la dégénérescence en contrôlant la température du cristal, ce qui permet la dilatation ou la réduction des paramètres de maille du cristal et donc de la taille de la période du cristal.

A cet effet, le cristal est placé dans un four (Covesion) permettant de réguler sa température sur une gamme de $21^\circ C$ à $210^\circ C$ avec une stabilité de $\pm 0.01^\circ C$ près. On peut alors trouver la situation où le quasi-accord de phase est obtenu pour des photons dégénérés colinéaires, comme indiqué dans la partie droite de la figure 3.7.

Dans la figure 3.8, on vérifie à l'aide d'un spectromètre la dégénérescence des photons à une température de cristal donnée (ici $50.50^\circ C$). En faisant varier graduellement la température du cristal, on observe un décalage spectral d'un des photons de la paire vers les grandes longueurs d'onde (graphe de gauche) et un décalage spectral de l'autre photon de polarisation orthogonale vers les petites longueurs d'onde (graphe de droite). La superposition spectrale des deux photons a lieu pour $50.50^\circ C$. De plus, on vérifie la colinéarité des photons de la paire en contrôlant l'efficacité de couplage des photons extraordinaires et ordinaires dans une même fibre monomode par simple rotation de la lame d'onde DO_{prePBS} devant le cube séparateur de polarisation.

L'étude sur le waist de focalisation dans le cristal

Le waist dans le cristal a été choisi pour permettre une conversion optimale des photons pompe. En effet, la réponse non-linéaire est proportionnelle à l'intensité de pompe I et $P = I\sigma$ (où $\sigma = \pi w_c^2$ est la surface éclairée dans le plan de focalisation du laser). Ainsi, pour une puissance donnée, il

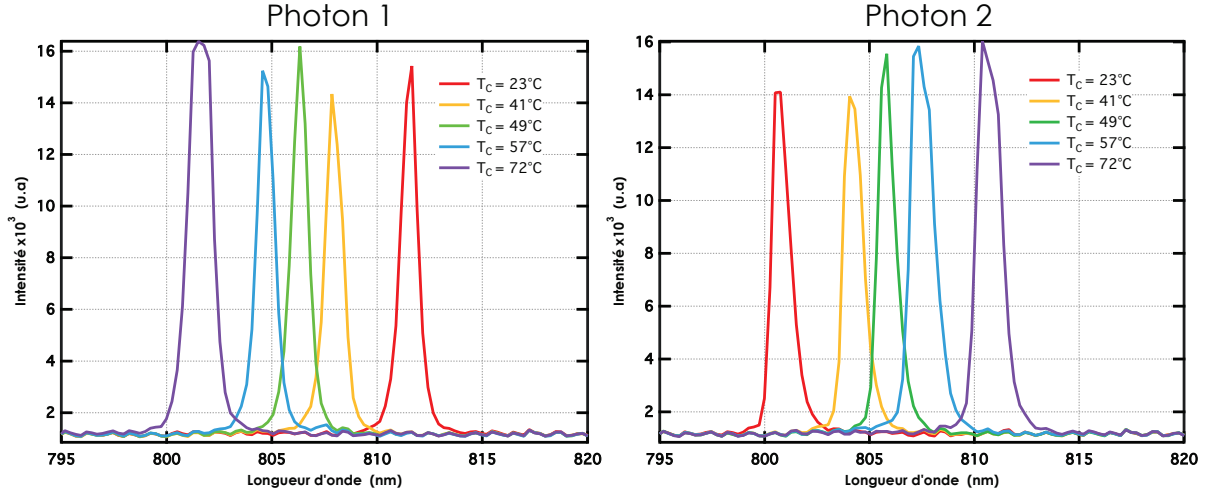


FIGURE 3.8 – Evolution spectrale des photons de la conversion paramétrique en fonction de la température. Le graphique de gauche correspond au photon de polarisation verticale alors que celui de droite correspond au photon de polarisation horizontale.

faut réduire la taille du waist, c'est-à-dire focaliser plus le laser pour maximiser l'intensité et donc la conversion. Cependant en diminuant le waist, on augmente la divergence du faisceau de pompe. L'accord de phase ne pouvant pas être satisfait pour tous les vecteurs d'onde de la décomposition en ondes planes à la fois, l'efficacité de conversion paramétrique s'en retrouve alors dégradée.

Il est donc nécessaire de trouver une taille de waist optimal pour maximiser l'effet non-linéaire. Pour cela, nous nous appuyons sur une étude réalisée par le groupe de A. Zeilinger (138). Il y définit l'efficacité de conversion $\eta_{\text{conv}} = \frac{n_c}{\sqrt{n_1 n_2}}$ où n_1 et n_2 sont respectivement les taux de photons mesurés pour chacun des photons de la paire et n_c est le taux décrivant le nombre de fois où la détection des deux photons de la paire a été simultanée. Leur étude est faite sur un cristal similaire au nôtre mais de longueur $L = 15\text{mm}$. Ils trouvent une efficacité de conversion optimale pour un waist de $35\mu\text{m}$. Dans notre situation, la longueur du cristal est plus importante et on peut s'attendre à ce que l'influence de la divergence du faisceau influence d'avantage l'efficacité de production de paires de photons. On définit alors la figure de mérite déterminée par le rapport de la longueur de Rayleigh du laser sur la longueur du cristal. Dans l'étude (138), celui-ci vaut $\frac{z_R}{L} = 64\%$. Pour garder le même rapport dans notre cristal, il faut que le waist dans le PP-KTP soit de $64\mu\text{m}$. La diode laser à 403 nm fournit un faisceau astigmatique : son waist est de $\omega_{0H} = 1.30\text{mm}$ dans la direction horizontale et $\omega_{0V} = 0.62\text{mm}$ dans la direction verticale. Nous avons donc choisi une lentille plano-convexe de focale 300mm pour focaliser le faisceau de pompe dans le cristal de sorte que la taille du waist dans le cristal en configuration infini-foyer vaut $\omega_c = \frac{\lambda f'}{\pi \omega_o} = 60\mu\text{m}$ pour la direction horizontale.

3.1.3 Indiscernabilité des photons issus des paires

Une autre caractéristique de la source, importante pour le chapitre 5 de la thèse, a également été étudiée expérimentalement. Il s'agit de l'indiscernabilité des photons. L'indiscernabilité entre

deux photons se traduit par le même mode spatial, le même profil spectral, la même polarisation et l’indiscernabilité temporelle du point de vue de la détection de chacun des photons. Cette indiscernabilité se quantifie expérimentalement à l’aide de l’interférence quantique à deux photons connue sous le nom d’expérience d’Hong-Ou-Mandel (HOM). Le montage expérimental réalisé est donné dans la figure 3.9. Les paramètres d’indiscernabilité ont ainsi été ajustés un à un. L’étude

FIGURE 3.9 – *(Gauche) Montage expérimental pour la réalisation d’interférences à deux photons, expérience d’Hong-Ou-Mandel (HOM). (Droite) Signature caractéristique de l’effet HOM : taux de coïncidences en fonction de la différence de chemin optique δ entre les deux photons avant leur arrivée sur la séparatrice.*

des conditions d’accord de phase dans le cristal a permis de régler le profil spectral des photons. Le contrôle de l’état de polarisation a été réalisé à partir des fibres à maintien de polarisation et des lames d’onde. La similitude des modes spatiaux est garantie par la collection des photons dans des fibres monomodes. L’ajustement de tous ces paramètres nous a permis d’obtenir la signature présentée dans la partie droite de la figure 3.9). Elle révèle un creux avec un contraste de 81% d’une largeur à mi-hauteur de FWHM=1 mm. La largeur du creux dépend de la distance sur laquelle les paires émises par le cristal sont temporellement considérées comme indiscernables (cf. Chapitre 5). En théorie, cela correspond à une longueur de $\Delta n L/2 = 1.1$ mm (où $\Delta n = |n_e - n_o|$ et $L = 25$ mm) ce qui est cohérent avec ce que nous mesurons.

Lors de multiples tentatives d’optimisation, il nous a été difficile d’améliorer ce contraste au delà de $\sim 90\%$. Nous expliquons cette limitation par le fait que la qualité de l’interférence dépend fortement des conditions d’excitation du cristal de PP-KTP (angle d’incidence du faisceau sur le cristal, position du plan focal par rapport au cristal, divergence du faisceau). Nous avons effectué une étude de la divergence en changeant les lentilles de focalisation du faisceau de pompe dans le cristal mais nous n’avons pas mis en place les moyens nous permettant de faire une étude rigoureuse de l’effet de la position du waist dans le cristal, ni de l’angle d’incidence. En effet, la monture du cristal ne permet actuellement pas de réglages fins et contrôlés pour les quatre degrés de liberté du cristal (2 rotations et 2 translations). De plus, la variation d’un degré entre le faisceau et le cristal entraîne une forte déviation de la direction des faisceaux sortant du cristal qui ne se couplent alors plus aux détecteurs fibrés. Le couplage des photons rouges dans les fibres monomodes n’est pas un réglage instantané ce qui rend délicat une optimisation directe de l’alignement du cristal avec le faisceau de pompe. Cette optimisation nécessite a priori beaucoup de temps pour être réalisée de façon rigoureuse. Nous avons choisi de la mettre de côté dans un premier temps afin de se

concentrer sur les expériences de plasmonique quantique pour lesquelles la qualité de la source est déjà suffisante bien que non idéale.

3.1.4 Bilan sur la source de paires

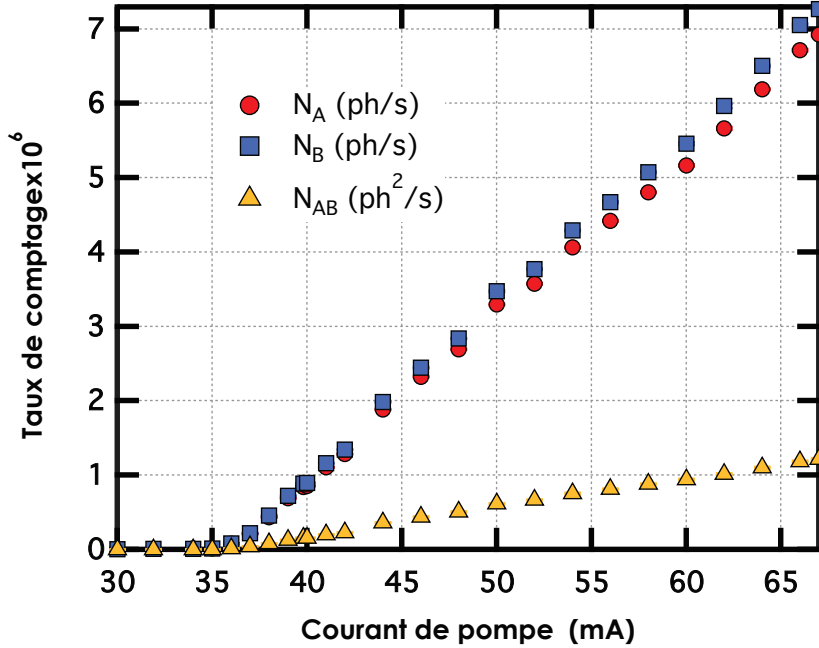


FIGURE 3.10 – Caractérisation de la source de paires de photons. Le cristal émet des paires de photons. Chaque paire est séparée et envoyée vers un détecteur respectif (APD A ou B) en fonction de sa polarisation. Les courbes bleu et violette représentent respectivement le taux de comptage (en s^{-1}) individuel sur le détecteur A et B. La courbe rouge représente le taux de coïncidence mesuré entre les détecteur A et B en s^{-2} .

Le montage expérimental décrit précédemment nous a permis d'obtenir une efficacité de conversion de $\eta_{conv} = 20\%$ proche du maximum de conversion obtenu dans l'étude du groupe d' A. Zeilinger (22%) (138). Ce paramètre peut être encore amélioré avec une étude plus approfondie du waist de pompe optimal. De plus, l'astigmatisme de la tâche laser de pompe rend difficile l'accord de phase à la fois dans les directions horizontales et verticales. Une correction de cet astigmatisme devrait permettre d'améliorer le rendement de conversion de notre cristal.

Nous avons tracé dans la figure 3.10 la caractéristique de la source de paires de photons obtenue, c'est-à-dire les taux individuels détectés sur les détecteurs (APD A et APD B respectivement) en sortie du PBS ainsi que les coïncidences entre ces détecteurs en fonction du courant du laser de pompe à 403 nm. On observe que le seuil de la source de paires apparaît pour un courant de pompe de 34 mA et que le taux individuel maximum de photons détecté est de 7 Mcp/s pour 67 mA. Ceci correspond à un taux de paires maximum détecté de 225 kcp/s. Nous avons également testé l'indiscernabilité des photons issus d'une même paire avec le test d'Hong-Ou-Mandel et avons obtenu des visibilités d'interférences à deux photons atteignant 90%. La configuration utilisée pour

les expériences du chapitre 4 et 5 correspond cependant à une interférence de visibilité $(n_{max} - n_{min})/n_{max} = 81\%$.

Pour résumer les performances de la source de paires de photons, nous avons regroupé ses principaux paramètres caractéristiques dans le tableau 3.2.

Caractéristique	Valeur
Seuil	$I_{p_{seuil}} \sim 34\text{mA}$
Longueur d'onde des paires	$\lambda = 806 \text{ nm}$
Taux de comptage individuels sur APD A et APD B à $I_p = 67\text{mA}$	7.3 Mcp/s, 6.9 Mcp/s
Taux de coïncidences entre APD A et APD B à $I_p = 67\text{mA}$	225 kcp/s
Efficacité de production de paires	$\eta_{conv} = 20\%$
Visibilité HOM	$V = 81\%$

TABLE 3.2 – *Caractéristiques de la source de paires de photons.*

3.2 Le système d'acquisition et de traitement des données

Nos expériences ont pour but d'étudier les propriétés quantiques des photons et des plasmons, ce qui implique d'analyser la statistique de leurs flux et de leurs corrélations. A cette fin, nous devons développer un instrument de mesure adapté aux très bas flux ainsi qu'un système d'acquisition et de traitement des données performant. Nous avons donc développé un système d'acquisition et de traitement des données dont nous allons décrire les différents éléments et leurs fonctionnement dans les paragraphes qui suivent. Le but final des mesures étant d'obtenir des taux de comptages et des taux de coïncidences entre plusieurs détecteurs (c'est-à-dire des corrélations simultanées), nous allons également nous intéresser aux attentes de notre système en terme de résolution et étudier les délais introduits par les différents éléments du montage.

3.2.1 Le matériel électronique

Pour la détection des photons, nous nous sommes équipés de deux modules de comptage de photons Perkin Elmer (SPCM-AQRH-14) qui correspondent aux APD A et APD B de la figure 3.1 et d'un module de comptage de photons Laser Component (Count-100C-FC) que nous nommerons APD C.

Pour pouvoir mesurer les corrélations entre plusieurs canaux d'information et effectuer toutes sortes d'opération entre eux avec les contraintes de rapidité dues aux flux de données ($\lesssim 4 \text{ MHz}$), il nous faut une carte permettant de stocker les données en mémoire et de faire des opérations rapidement. Le meilleur compromis sur le prix et les performances de l'acquisition nous a fait choisir un système d'acquisition possédant un circuit logique reconfigurable (FPGA pour l'anglais field-programmable gate array, soit un réseau de portes programmables). Ce système possède 54 lignes d'entrées/ sorties et permet de traiter ces canaux d'information de façon synchronisée et

fiable. Pour finir, nous utilisons une boîte à retards électroniques afin de contrôler finement les délais relatifs aux signaux arrivant sur les APD A et B sur une gamme de 0 à 40ns avec une résolution de 0.5ns. Nous allons maintenant détailler les divers éléments du système de détection/acquisition.

Le module de comptage de photons uniques

Caractéristiques	SPCM-AQRH-14 (Perkin Elmer)	Count-100C-FC (Laser Component)
Propriétés de détection		
Coup d'obscurité	~ 100 cp/s	~ 100 cp/s
Efficacité quantique	45% @ 830nm	50% @ 810nm
Temps mort	32-40 ns	45 ns
Bande passante	~ 29 Mcp/s	~ 20 Mcp/s
Temps de gigue	350-475 ps	1000 ps
Probabilité d'après-pulse	0.5%	0.2%
Propriétés électroniques		
Durée de l'impulsion	15ns	15ns
Tension de l'impulsion (50 Ω)	TTL	TTL

TABLE 3.3 – *Caractéristiques des photodiodes à avalanche utilisées dans les expériences.*

La détection des photons se fait à l'aide de photodiodes à avalanches (APDs) fonctionnant légèrement au dessus de la tension seuil de claquage de façon à ce qu'une unique paire électron-trou puisse déclencher une avalanche d'électrons. Un circuit électronique permet de réduire la tension de la diode en dessous du seuil pour une courte durée afin d'arrêter l'effet d'avalanche et permettre la détection d'une autre paire électron trou. Le temps nécessaire pour rendre la diode à nouveau opérationnelle après une excitation est typiquement de 100ns (temps mort du détecteur) ce qui limite le taux maximal de détection à ~ 10 Mcp/s. Les APDs utilisées dans ce régime sont dites en mode Geiger. Ces détecteurs permettent de détecter des photons uniques et délivrent une impulsion électrique à chaque événement de détection. Ils sont également sensibles au bruit thermique ambiant qui peut générer spontanément une paire électron-trou capable de déclencher une avalanche.

Les spécifications des deux types de modules de comptage utilisés dans notre montage sont rassemblées dans le tableau 3.3. Du point de vue des caractéristiques optiques, notre priorité est la qualité du signal que nous allons pouvoir récupérer, c'est-à-dire essentiellement le rapport signal à bruit. Le but est de réduire au maximum les pertes sur le signal en ayant une efficacité quantique élevée ($\sim 45\%$) et de diminuer les sources de bruits de la mesure (taux de coups d'obscurité ~ 100 cp/s).

Du point de vue des caractéristiques électroniques, les paramètres pertinents pour l'acquisition sont associés au signal de sortie des APDs : la durée de l'impulsion du signal, ses valeurs en tension et courant ainsi que le temps de gigue du détecteur. Chaque détection d'un photon par ces détecteurs génère une impulsion électrique de type TTL (Transistor-Transistor Logic). L'impulsion satisfait un ensemble de spécifications sur sa durée, ses temps de montée et descente ainsi que sur les tensions

Caractéristiques	Valeur
Signal TTL	
Tension niveau haut	2.4-5 V
Tension niveau bas	0-0.5 V
Courant niveau haut	40 μ A
Courant niveau bas	1.6 mA
Signal TTL de sortie	
Tension niveau haut	2.4 V
Tension niveau bas	0.4 V
Courant niveau haut	400 μ A
Courant niveau bas	16 mA
Durée	
Temps de montée/descente	≤ 50 ns
Largeur minimale du pulse	15 ns

TABLE 3.4 – *Caractéristiques des impulsions TTL.*

et courants des niveaux hauts et bas, comme indiqué dans le tableau 3.4. La résolution temporelle de notre instrument de mesure est cruciale pour nos mesures de corrélation et de statistique. Par conséquent, le temps de gigue des détecteurs peut introduire un biais dont il faut tenir compte. Lors de la détection d'un photon, il existe un temps d'attente avant l'émission de l'impulsion TTL. Ce temps varie entre 12 et 15 ns pour les modèles du type SPCM AQRH-14 par exemple. Mais pour un détecteur donné, ce délai est constant au temps de gigue près, de l'ordre de 400 ps pour les modèles SPCM AQRH-14. Ce paramètre varie en fonction du flux de photons incidents sur le détecteur et de la longueur d'onde du photon. Entre quelques kcp/S et 4Mcp/S, le temps de gigue augmente de 25ps. De plus si le taux de comptage varie trop rapidement, le temps d'attente entre l'arrivée du photon et le signal TTL peut également augmenter et le temps de gigue total s'allonge alors de 125ps. Ainsi, en se plaçant dans les conditions les plus défavorables, le temps de gigue du SPCM-AQRH-14 est de 475ps.

Le profil des impulsions TTL observées à l'oscilloscope pour chaque module de comptage de photon unique est donné à titre d'illustration dans la figure 3.11.

Le système FPGA

Nous avons choisi chez National Instrument un système PXI Express constitué de plusieurs éléments. Le système comprend un châssis (PXIe-1073) sur lequel on greffe du matériel NI FlexRIO. Il intègre deux éléments : un module comprenant une puce FPGA (NI PXIe-7961R) ainsi qu'un module adaptateur numérique 100 MHz NI FlexRIO (NI 6581) spécifique à l'acquisition et au traitement de données rapides. Ensemble, ils forment un instrument reconfigurable doté d'entrées/sorties (E/S) souples et personnalisables programmable avec le logiciel LabVIEW FPGA. Le châssis PXI (PXIe-1073) communique avec un ordinateur (PC Dell Precision PW S 390 Intel Core 2 CPU) via un bus PCI Express à l'aide de la carte (PCIe-8361).

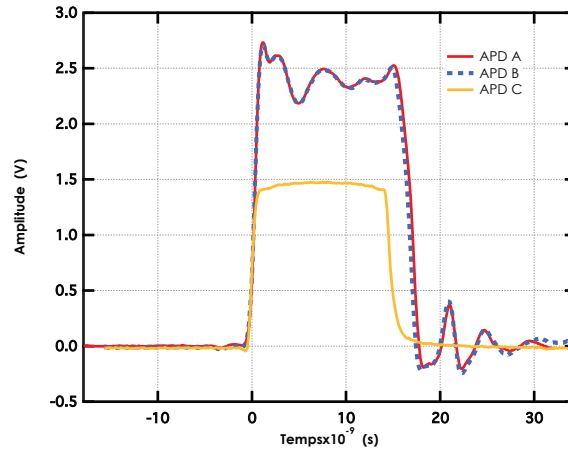


FIGURE 3.11 – *Profils temporels des impulsions issues des détecteurs A, B et C obtenus à l'oscilloscope.*

Notre choix de système d'acquisition et d'analyse s'est porté sur un circuit logique programmable (FPGA) pour plusieurs raisons. Cette solution économique offrait :

- une capacité d'analyse de grand flux de données, permettant ainsi des temps d'intégration du signal sur plusieurs minutes.
- une synchronisation fiable des signaux pour faire des mesures précises de corrélation temporelle : horloge embarquée 100MHz avec un temps de gigue de 250ps
- une grande versatilité. La puce FPGA peut être reconfigurée à souhait et permet de s'adapter à l'évolution de nos besoins expérimentaux.

Un module FPGA possède un réseau logique reconfigurable et modifiable après sa fabrication. Celui-ci est composé de nombreuses cellules logiques élémentaires librement assemblables par programmation afin de réaliser les fonctions logiques souhaitées. Un bloc logique se compose d'une table de correspondance (en anglais, Look-Up Table, LUT) et d'une bascule. Le bloc logique permet d'implémenter des opérations logiques et fonctionne comme un registre à décalage en permettant la mémorisation d'un état ou la synchronisation d'un signal. En effet, il est plus rapide de consulter les valeurs en mémoire dans la table que de réaliser les opérations sur les données. Le guidage des signaux électriques d'un composant à un autre est effectué de façon automatique par une matrice de routage configurable connectée aux blocs. Il s'agit de faire correspondre le schéma logique voulu par le concepteur et les ressources matérielles de la puce.

Pour connecter les signaux issus des APDs à notre système d'acquisition numérique, nous utilisons le bloc de connexion CB-2162. Les entrées analogiques des APDs sont branchées sur les entrées numériques du NI 6581. Le signal TTL bien qu'analogique peut être interprété numériquement par le système d'acquisition en utilisant les fronts montants de l'impulsion pour générer un signal binaire compréhensible par le système numérique d'acquisition.

Lors du branchement des signaux issus des détecteurs au bornier de connexion, il est nécessaire de faire attention à l'adaptation d'impédance. Les connecteurs BNC en sortie des détecteurs sont adaptés à 50Ω mais l'impédance d'entrée du système est bien plus élevée. Si on connecte simplement les câbles BNC sans adaptation d'impédance, on observe des réflexions multiples du signal

électrique entre le détecteur et le PXI qui peuvent provoquer des erreurs de comptage si les rebonds déclenchent la détection d'un front montant. Pour palier ce problème, nous avons connecté une impédance variable en entrée du système PXI et avons réglé l'impédance en visualisant la forme de l'impulsion à l'oscilloscope de façon à ce qu'aucun rebond ne dépasse le seuil de déclenchement de la détection d'un front montant.

3.2.2 Programmation de la puce FPGA

La programmation de la puce FPGA se fait à l'aide du logiciel Labview FPGA développé par National Instruments. Dans la suite, nous allons séparer deux cas de programmation : les situations où l'on traite deux signaux et leurs corrélations (acquisition sur deux voies A et B) et les situations annoncées qui utilisent 2 signaux et un signal déclencheur (acquisition sur 3 voies A, B et C qui est le signal d'annonce).

Principe de l'acquisition à 2 voies

Nous décrivons ici le fonctionnement de la programmation de la puce FPGA pour nos expériences n'utilisant que deux signaux arrivant sur les voies d'entrée A et B. Dans ce type d'expérience, les informations que nous souhaitons récupérer sont les suivantes :

- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie A : n_A
- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie B : n_B
- Compter le nombre d'impulsions simultanées (coïncidences) par seconde entre les voies A et B : n_{AB}

Pour mesurer des coïncidences entre les voies A et B, il faudrait idéalement enregistrer les chronogrammes des impulsions sur toute la durée de l'expérience et mesurer la fonction de corrélation des deux signaux. Cette technique de mesure demande de pouvoir stocker en mémoire tous les temps d'arrivées de chaque impulsion sur chaque voie, sur des durées totales d'expérience qui peuvent varier d'une seconde à quelques minutes. Le système en notre possession ne nous permet pas de stocker autant d'informations. Nous avons donc choisi de mesurer les coïncidences conditionnelles, c'est-à-dire le nombre de coups sur la voie B sachant que l'on détecte le front montant d'une impulsion sur la voie A. Il suffit alors uniquement de décaler temporellement les temps d'arrivée entre les voies A et B de façon à avoir le signal de la voie A en avance sur la voie B. Avec une simple loi de Bayes, on peut déduire le taux de coïncidences entre A et B à partir de la probabilité d'avoir des coïncidences entre A et B rapporté au taux f_0 de mesures réalisées par le système (la fréquence de l'horloge embarquée du système FPGA qui cadence les mesures effectuées). En effet, nous avons $n_{AB} = P(A \cap B)f_0$ et la loi de Bayes nous donne :

$$P(A \cap B) = P(B/A)P(A) \quad (3.8)$$

avec $P(B/A) = \frac{n_{B/A}}{f_0}$ et $P(A) = \frac{n_A}{f_0}$.

Au final, nous nous contenterons dans le programme de configurer la puce pour obtenir $n_{B/A}$ à la place de n_{AB} et d'appliquer la loi de Bayes pour remonter à n_{AB} .

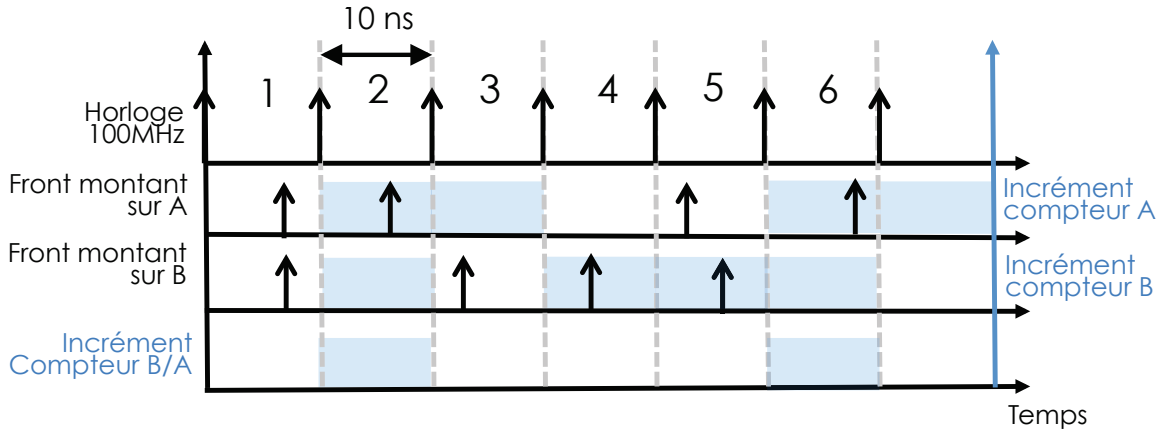


FIGURE 3.12 – Chronogramme décrivant le traitement du signal par le système d'acquisition sur les voies A et B ainsi que le fonctionnement des compteurs A/B, A et B. Les flèches montantes représentent des fronts montants d'impulsion correspondant à la détection de photons. Les rectangles bleus représentent l'état de la variable d'incrément pour chaque compteur. Lorsqu'un événement est détecté, l'état de la variable d'incrément passe de 0 à 1 au coup d'horloge suivant. Si aucun événement est détecté, l'état de la variable d'incrément est mis à zéro.

Nous allons maintenant décrire le fonctionnement des opérations réalisées par la puce. Pour illustrer notre propos, un chronogramme est donné dans la figure 3.12 proposant des exemples de situations possibles sur les voies A et B. Notons que dans nos expériences, les signaux A et B ne sont en général pas détectés exactement en même temps, mais que sur le schéma de la figure 3.12 des événements simultanés sont détectés en même temps sur les voies A et B pour simplifier la lecture des chronogrammes. Dans la suite, l'expérimentateur s'arrange pour que le signal de la voie A soit toujours en avance d'une durée $\tau_{B/A}$ sur le signal reçu sur la voie B en utilisant la boîte à retard. De cette façon, un photon d'une paire sera toujours détecté en A avant d'être détecté en B dans l'hypothèse où il n'a pas été perdu sur la voie A. Sur la figure 3.12, chaque front montant correspond à la détection d'un photon et est décrit par une flèche montante et l'état de la variable d'incrément du compteur (1 ou 0) est décrit par un rectangle bleu lorsque l'incrément est égal à 1. A chaque coup d'horloge (toutes les 10ns), nous vérifions la présence ou non d'un front montant sur la voie A et de même sur la voie B. Si un front montant est présent sur une des voies, la variable "incrément" liée à la voie concernée passe dans l'état "1" (rectangle bleu) au coup d'horloge suivant ce qui permet d'alimenter les compteurs n_A et n_B . Lors de la détection d'un front montant sur la voie A, nous patientons pendant une durée $\tau_{B/A}$ (établie au préalable par l'utilisateur) avant de vérifier la présence d'un front montant sur la voie B. Ce délai d'attente correspond au retard introduit précédemment entre les voies A et B par l'expérimentateur. Une fois le délai écoulé, nous vérifions la présence ou non d'un front montant sur la voie B et nous stockons l'état de l'incrément dans une variable pour incrémenter le compteur de $n_{B/A}$ d'une unité, sinon nous attendons le prochain coup d'horloge pour mesurer à nouveau l'état de la voie A.

Ainsi, le taux détecté par notre système d'acquisition est limité par le délai $\tau_{B/A} + 10\text{ns}$ entre les voies A et B car le système d'acquisition est aveugle pendant la période où il attend de vérifier la présence d'un front sur B. Pour réduire ce temps d'aveuglement, nous réglons le délai de la voie

B par rapport à A grâce à la boîte à retard pour qu'il soit toujours inférieur à 100ns. Le taux de comptage est donc limité à 10Mcp/s au maximum. Nous souhaitons mesurer des signaux qui auront une fréquence maximale de 4MHz avec un écart type sur la fréquence donnée par la loi poissonienne du flux de photon ($\Delta f = \sqrt{f} = 2\text{kHz}$). Notre système nous permet donc largement de recouvrir plusieurs écarts types ce qui permet de détecter la totalité du flux dans les conditions limites de l'expérience.

Le code Labview FPGA permettant de configurer la puce avec cette architecture est le code **FPGA 2 voies**.

Principe de l'acquisition à 3 voies

Ici, nous nous intéressons aux expériences à 3 signaux dont un des signaux (le signal sur la voie C) sert à annoncer l'arrivée des impulsions sur les voies A et B respectivement. Les informations que nous souhaitons récupérer sont les suivantes :

- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie C : n_C
- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie A : n_A
- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie B : n_B
- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie A à un temps t_A sachant qu'il y a eu un coup sur C à $t = 0$: $n_{A/C}$
- Compter le nombre d'impulsions par seconde sur la voie B à un temps t_B sachant qu'il y a eu un coup sur C à $t = 0$: $n_{B/C}$
- Compter le nombre de coïncidences par seconde entre les voies A à t_A et B à t_B sachant qu'il y a eu un coup sur C à $t = 0$: $n_{AB/C}$

Afin d'illustrer le traitement des voies, nous utilisons un chronogramme (Fig. 3.13) représentant les situations les plus probables rencontrées par notre système. Notons que, comme précédemment, l'expérimentateur s'est arrangé pour que la voie C soit en avance sur les voies A et B. Les retards respectifs par rapport à C peuvent être différents ($\tau_{A/C} \neq \tau_{B/C}$) tout en restant inférieurs à 100 ns. A chaque coup d'horloge (toutes les 10 ns), on vérifie la présence ou non d'un front montant sur les voies A, B et C, on enregistre le résultat dans la variable d'incrément (le rectangle bleu) et on alimente les compteurs n_A , n_B et n_C . Cependant, en fonction de la présence d'un front montant sur C, d'autres opérations vont avoir lieu en parallèle. S'il n'y a pas de front montant sur la voie C, on attend le prochain coup d'horloge. S'il y a eu un front montant sur C, on incrémente le compteur C de 1 et on stocke l'état de la variable d'incrément dans les voies A et B à des délais prédéfinis par l'utilisateur après le front montant sur C dans un compteur. Ces délais correspondent à une approximation à 10ns près des retards $\tau_{A/C}$ et $\tau_{B/C}$. A ce stade, on mesure : n_C , $n_{A/C}$, $n_{B/C}$, n_A et n_B . Pour mesurer $n_{AB/C}$, il suffit de comparer les états stockés sur les voies A et B après le délai d'attente le plus élevé. Si les deux états sont à 1, on a une coïncidence, sinon on n'incrémente pas le compteur de AB/C. Il faut noter que l'on utilise, ici aussi, la boîte à retard pour limiter les délais à 100ns entres les voies A et B par rapport à la voie C afin de garder une grande bande passante du système et de compter toutes les impulsions du signal.

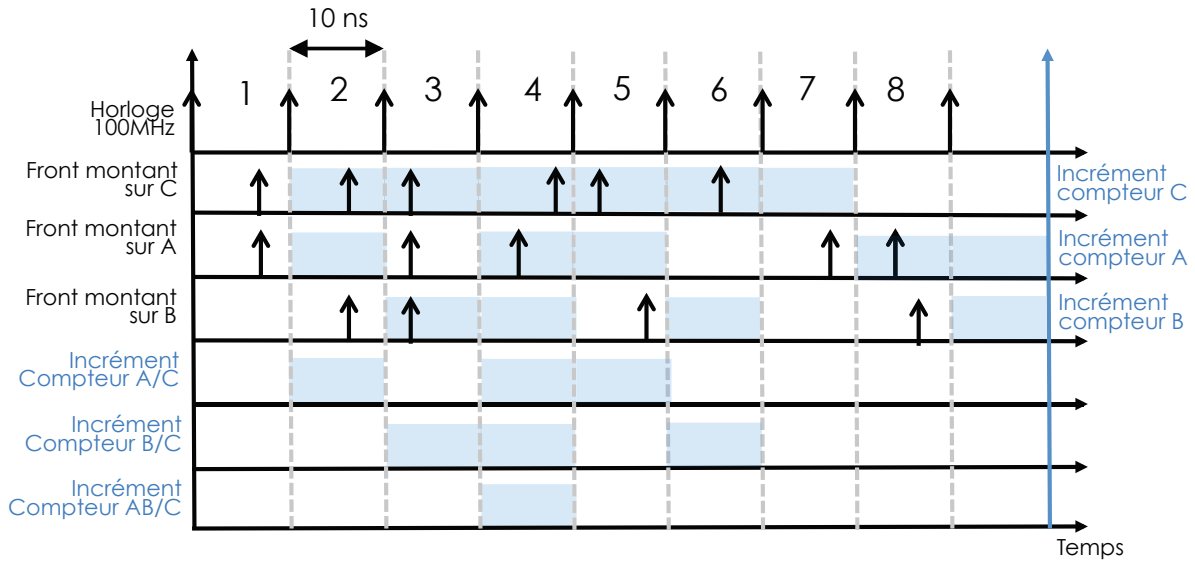


FIGURE 3.13 – Chronogramme décrivant le traitement du signal sur les voies A, B, C et le fonctionnement des compteurs A/C, B/C, AB/C, A, B, et C. Les flèches montantes représentent des fronts montant d'impulsion et les rectangles bleus représentent l'état de la variable d'incrément pour chaque compteur. En présence d'un rectangle cette variable vaut 1.

Le code Labview FPGA permettant de configurer la puce avec cette architecture est le code **FPGA HR** [corrige](#).

3.2.3 Résolution du système

Pour nos expériences, des taux de comptage entre différents instants bien précis sont mesurés. Cette mesure est dépendante de la résolution temporelle de l'instrument et nous nous proposons ici d'étudier les contraintes rencontrées. Pour les raisonnements qui suivent, nous nous plaçons dans le cas le plus simple de l'acquisition à 2 voies où la voie A sert d'annonce. Pour se ramener au cas à 3 voies, il suffit de suivre le même raisonnement que pour l'acquisition à 2 voies en l'appliquant à la voie d'annonce C pour les deux voies A et B.

Résolution temporelle et résolution des taux de comptage

On peut définir dans notre problème deux types d'incertitudes liées à l'évaluation des temps d'arrivée des photons : une incertitude physique δt (liée à des retards électroniques dans les circuits électroniques du système d'acquisition et des détecteurs) et une incertitude d'échantillonnage ΔT due à la fréquence d'horloge de la puce FPGA. L'incertitude physique comprend principalement le temps de gigue des détecteurs qui est de l'ordre de 1 ns pour le détecteur COUNT-100C ou de 450 ps pour les SPCM-AQRH-14 et le temps de gigue de l'électronique du système qui est de l'ordre de 100 ps. En se plaçant dans le cas le plus défavorable et en négligeant le temps de gigue des circuits, l'incertitude physique sur un instant t vaut $\delta t = 1$ ns. Notre système d'acquisition possède une horloge interne pour synchroniser les mesures effectuées sur les voies d'entrées. Celle-ci

opère à 100 MHz, ce qui signifie que la détection d'un signal sur une voie est contrôlée toutes les $\Delta T = 1/(100\text{MHz}) = 10\text{ns}$. Ceci revient à échantillonner les temps d'arrivée des signaux avec un pas d'échantillonnage de 10 ns. De plus, la précision de l'horloge embarquée est de 250 ps, ce qui est négligeable devant le temps d'échantillonnage de l'horloge. Finalement, on déduit qu'un temps d'arrivée sur notre système d'acquisition est la somme quadratique de l'incertitude physique avec le pas d'échantillonnage (car indépendants) :

$$\sqrt{\delta t^2 + \Delta T^2} = 10.05\text{ns} \sim \Delta T \quad (3.9)$$

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de l'échantillonnage de l'horloge sur le taux de coïncidences mesurées. Le signal d'annonce (détecté sur la voie A) arrive à des instants aléatoires sur le système d'acquisition. Notons t_1 l'instant d'arrivée réel du signal sur la voie A. Le temps d'arrivée du signal sur A arrive de façon aléatoire par rapport aux coups d'horloge réguliers du système toutes les $\Delta T = 10\text{ ns}$, mais quel que soit le temps d'arrivée entre deux coups d'horloge il sera enregistré par le système comme étant détecté pour un temps T_1 correspondant au coup d'horloge qui suit son arrivée réelle. Cela a pour conséquence que le temps d'arrivée du signal d'annonce est connu par le système d'acquisition avec une incertitude ΔT , c'est-à-dire que pour un temps T_1 qui correspond à un coup d'horloge donné, le temps réel d'arrivée du signal appartient à $[T_1 - \Delta T, T_1[$. Dans l'absolu, cela revient à dire que la densité de probabilité de présence du photon sur la voie A s'écrit $\rho_1(t) = \Pi_{\Delta T}(t_1 - t)$, où $\Pi_{\Delta T}(t)$ est la fonction porte de largeur ΔT définie par une valeur de $1/\Delta T$ sur l'intervalle $[-\frac{\Delta T}{2}, \frac{\Delta T}{2}]$ et 0 en dehors. Supposons maintenant que le montage est réglé de façon à ce que le signal de la voie B (en principe corrélé avec celui de la voie A) arrive à un temps t_2 donné ($t_2 > t_1$). L'intervalle de temps qui sépare les signaux corrélés est $\delta t_R = t_2 - t_1$ et est en principe constant pour une configuration expérimentale donnée, ce qui lie temporellement l'arrivée du signal sur la voie B au temps t_1 . La détermination de l'instant T_2 d'arrivée du signal perçu par le système est donc également affectée par l'arrivée aléatoire du signal A par rapport aux coups d'horloge. Si on se place à un coup d'horloge T_2 donné, la probabilité d'avoir un signal sur la voie B sachant que l'on a eu un signal sur la voie A s'écrit donc $\rho_2(t) = \Pi_{\Delta T}(t_2 - t)$.

Ainsi, la probabilité d'avoir une coïncidence entre les deux voies devient :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_1(t)\rho_2(t)dt &= \int_{-\infty}^{\infty} \Pi_{\Delta T}(t_1 - t)\Pi_{\Delta T}(t_2 - t)dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \Pi_{\Delta T}(t)\Pi_{\Delta T}((t_2 - t_1) - t)dt \end{aligned} \quad (3.10)$$

Il s'agit du produit de convolution d'une fonction porte de largeur ΔT avec elle-même évaluée pour un intervalle de temps $\delta t_r = t_2 - t_1$ entre les voies A et B, qui a l'allure d'une fonction triangulaire en fonction du retard entre les voies A et B centrée sur δt_r .

Pour évaluer la résolution temporelle de notre système d'acquisition, nous avons mesuré la caractéristique (Figure 3.14) de notre système en mesurant le taux de coïncidences en fonction du retard δ entre les voies A et B que nous avons fait varier électroniquement avec la boîte à retard. En faisant varier le retard entre les deux voies, on explore la fonction de convolution de l'équation(3.10) pour différents retards. Les points expérimentaux sont donnés en rouges et le modèle d'auto-convolution

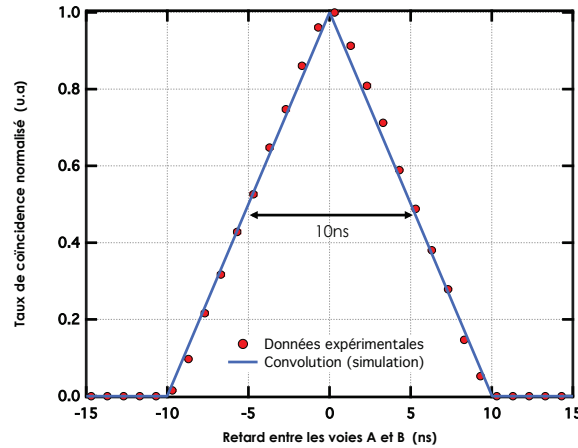


FIGURE 3.14 – Mesure de la largeur de corrélation entre les signaux de la voie A et B en utilisant le boîtier de retards électroniques. En rouge, nous avons représenté les taux de coïncidences normalisés mesurés en variant le retard entre les voies A et B avec la boîte à retard. En bleu, nous avons représenté la fonction de convolution d’une fonction porte avec elle-même pour une largeur de 10 ns. Les données expérimentales se superposent parfaitement bien avec le modèle théorique.

est donné en bleu. On observe bien la convolution attendue qui se superpose parfaitement avec la fonction d’auto-convolution attendue pour une fonction porte d’une largeur exacte de $\Delta T = 10\text{ns}$. On constate bien que le temps de gigue des détecteurs est négligeable devant l’incertitude due à l’échantillonnage.

On peut comprendre cette forme triangulaire de la caractéristique en s’aidant simplement de la figure 3.15. Dans notre programme, nous choisissons de comptabiliser les coïncidences entre les voies A et B pour un coup d’horloge donné après l’arrivée du signal de la voie A. Dans le cas de la figure, nous choisissons de compter les coïncidences pour le 2^e coup d’horloge après la détection du signal sur la voie A. L’intervalle de temps réel qui sépare le signal A et B peut être noté $\delta t_r = t_2 - t_1 = E(\frac{\delta t_r}{\Delta T}) + \delta$ avec $\delta \in [0, \Delta T[$ où $E(X)$ est la partie entière du nombre réel X. Dans la figure 3.15, nous avons illustré différentes situations possibles. Dans la situation du haut, l’intervalle de temps entre les signaux corrélés n’est pas un multiple de ΔT , on a donc $\delta t_r = t_2 - t_1 = E(\frac{\delta t_r}{\Delta T}) + \delta$ avec $\delta > 0$. On a représenté deux situations possibles d’arrivée des signaux A et B. Dans le cas 1, le signal sur A arrive juste après un coup d’horloge et le signal sur B arrive avant le deuxième coup d’horloge. L’incrément de n_{AB} passe donc à 1 pour le temps T_2 lié au deuxième coup d’horloge. Dans le cas 2, le signal de la voie A arrive juste avant le coup d’horloge 0 et le signal de la voie B arrive après le coup 2. L’incrément de n_{AB} passe donc à 1 pour le troisième coup d’horloge. On constate alors que pour un intervalle δt_r donné avec $\delta > 0$, il y a une probabilité non nulle pour que des signaux corrélés puissent être détectés sur deux coups d’horloges successifs, ici le deuxième et le troisième. Pour remédier à ce problème, on peut soit décider de prendre en compte le nombre de coïncidences en intégrant sur les deux coups d’horloge, soit adapter le retard δt_r en faisant varier δ avec la boîte à retard pour que $\delta t_r = m\Delta T$ (avec $m \in \mathbb{N}$). Cette dernière proposition est décrite dans le rectangle du bas. Dans la situation 1, l’arrivée du signal sur A a lieu juste après un coup d’horloge, et le signal sur B est détecté entre le coup 1 et 2. Ainsi, l’incrément passe de 0 à 1 pour le coup 2. Pour un signal sur A arrivant juste avant le coup 0, on constate que le signal sur B reste

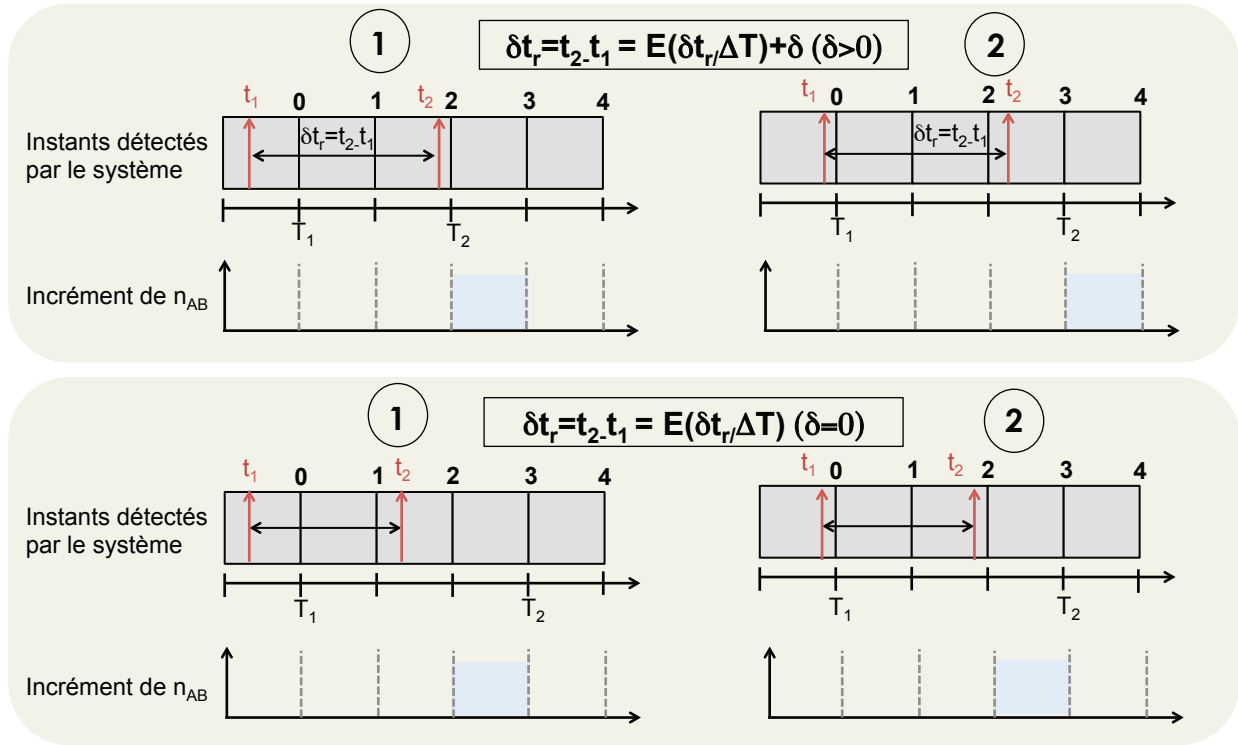


FIGURE 3.15 – Explications des retards

bien entre le coup 1 et 2 et l'incrément passera à 1 pour le coup 2 aussi. De cette façon, nous nous garantissons de mesurer l'entière des coïncidences sur un seul coup d'horloge, ce qui simplifie la programmation et le nombre d'opérations à effectuer pour la puce. En pratique, nous avons retenu la deuxième proposition qui consiste à régler les retards avant l'acquisition.

Réglage des retards en pratique

La section précédente nous a montré qu'avant toute mesure pour une configuration donnée du montage expérimental, il était nécessaire de régler le retard entre la voie A et B de façon à ce que δt_r soit égal à un multiple de ΔT . Nous allons maintenant décrire la procédure réalisée par l'expérimentateur dans le cas simple d'une expérience à 2 signaux et où le retard entre A et B qui dépend du montage expérimental n'est a priori pas un multiple de 10 ns. La recherche approximative (à ΔT près) du retard entre les voies A et B se fait de façon itérative en enregistrant le nombre de coïncidences pour différents intervalles de temps entre A et B variant de 10 ns à 100 ns par pas de 10 ns (un coup d'horloge). Lorsque l'on a un signal corrélé sur les voies A et B, on observe un maximum de coïncidences pour le m^e coup d'horloge après la détection d'un front montant sur A. Le délai approximatif entre les deux voies est donc de $m \times 10$ ns. L'estimation de cette valeur est seulement limitée par la résolution de la carte qui est de 10 ns. Comme nous l'avons vu précédemment, le taux de coïncidence maximum qui vient d'être identifié n'est, en général, pas le nombre de coïncidences réel car une partie des coïncidences réelles est comptée sur un autre coup d'horloge. Afin de ramener l'ensemble des coïncidences dans un seul et même créneau de largeur ΔT , nous varions le retard δ entre la voie A et B avec la boîte à retard pour maximiser le

nombre de coïncidences pour le coup d'horloge pour lequel le maximum avait été trouvé. Une fois ce réglage terminé, nous sommes sûrs que notre système de mesure fonctionne bien.

Les réglages sont similaires pour une expériences à 3 voies mis à part qu'il faut effectuer deux fois le réglage des retards : une fois pour la voie A par rapport à C et une autre fois pour la voie B par rapport à C.

3.2.4 Automatisation et interface utilisateur

Pour le besoin des différentes expériences, des interfaces utilisateurs ont été réalisées via Labview afin de visualiser les signaux, piloter des éléments motorisés, ainsi que sauvegarder et manipuler les données.

En effet, dans les expériences à venir il est nécessaire de faire varier la différence de chemin optique entre deux bras d'interféromètre. Pour cela, nous utilisons un vérin motorisé (Newport) qui déplace de façon contrôlée une fibre optique sur une plage de 25mm avec une précision pouvant atteindre 100nm. Pour faire ces déplacements sur de grandes distances ou avec des grands temps d'intégration, il est nécessaire d'automatiser le déplacement. Nous utilisons Labview pour commander le vérin et synchroniser l'acquisition des données avec le déplacement.

Ainsi, les programmes d'interface utilisateur suivants ont été réalisés :

- **HOM Coincidences.vi** : dédié aux expériences où l'on s'intéresse uniquement à deux signaux. Il permet de faire un histogramme du retard entre les voies A et B et de visualiser les signaux individuels et corrélés au retard déterminé par l'histogramme.
- **HOM Coincidences MOTOR.vi** : fonctionne comme HOM Coincidences.vi mais permet de déplacer le vérin motorisé de façon automatique sur une plage et avec un incrément déterminé par l'utilisateur. Les valeurs des positions du vérin et les taux de comptages sont enregistrés dans un fichier texte.
- **Heralded Coincidences.vi** : dédié aux expériences où l'on s'intéresse à deux signaux annoncés par une tierce voie. Il permet de faire un histogramme des retards des voies A et B par rapport à C et de visualiser les signaux individuels et corrélés aux retards déterminés par l'histogramme.
- **Heralded Coincidences save.vi** : fonctionne comme Heralded Coincidences.vi mais enregistre les taux de comptage individuels et corrélés pour un nombre fixé de points d'acquisition.
- **Heralded Coincidences MOTOR.vi** : fonctionne comme Heralded Coincidences.vi mais permet de déplacer le vérin motorisé de façon automatique sur une plage et avec un incrément déterminé par l'utilisateur. Les valeurs des positions du vérin et les taux de comptages sont enregistrés dans un fichier texte.

3.3 Résumé

Dans ce chapitre, deux éléments essentiels pour les expériences de plasmonique quantique ont été mis en place.

Le premier élément est la construction d'une source paramétrique de paires de photons. Elle a été amorcée par deux stagiaires : Magalie Bondu pendant un mois et Nick Schilder pendant trois mois. A l'issu du stage de Magalie, nous commençons à détecter quelques quelques milliers de photons issus de notre cristal de PP-KTP. Nick a étudié le spectre des photons pour éliminer les sources de lumière parasites (tels que des signaux de fluorescence de filtres ou du cristal). Pendant son stage, André Villing a réalisé un boîtier électronique nous permettant de compter des corrélations temporelles de façon analogique et avec une résolution de 12 ns. Nick a également beaucoup travaillé à l'amélioration du système de collection des photons rouges pour augmenter le nombre de photons détectés mais aussi le taux de coïncidences grâce au boîtier électronique.

J'ai ensuite commencé ma thèse le 1^{er} octobre 2012 et ai travaillé en collaboration avec Nick pendant 1 mois et demi à améliorer la collection des photons rouges issus du cristal. A la fin du stage de Nick, nous collections des taux avoisinant les $\sim 1Mcp/s$ sur l'un des détecteurs et 550kcp/s sur l'autre en utilisant des fibres multimodes pour envoyer les photons vers les détecteurs. Cela correspondait à des taux de coïncidences de $\sim 2 - 3kcp/s$.

J'ai ensuite continué à améliorer le système de collection et les conditions d'excitation du cristal en étudiant et en réadaptant la taille des spots laser dans le cristal et en sortie ce celui-ci. La source produit désormais des taux individuels de l'ordre $7Mcp/s$ et des taux de coïncidences de $225 kcp/s$, en utilisant des fibres monomodes pour la collection. J'ai également optimisé l'indiscernabilité des photons à l'aide du test de Hong-Ou-Mandel jusqu'à obtenir des contrastes avoisinant les 80–90%.

Dans un second temps, je me suis intéressée à la partie détection des signaux et analyse des corrélations. De façon à automatiser l'analyse et l'acquisition des données j'ai choisi le matériel nécessaire à l'élaboration d'un système d'acquisition FPGA. J'ai ensuite programmé la puce FPGA pour l'adapter à nos besoins de comptage de photons et de corrélations et ai développé des programmes d'interfaçage utilisateur pour faciliter leur utilisation au quotidien. Le système a été validé entièrement électroniquement à l'aide de signaux tests issus de générateur d'impulsion, avant d'être testé sur le banc optique et comparé avec une carte d'acquisition commerciale adaptée au comptage de photons (carte TimeHarp260 de PicoQuant). De même, une partie de l'acquisition a été automatisée pour permettre de grands temps d'acquisition en parallèle de déplacements motorisés fins.

Ce chapitre résume mon travail pour mettre en place les outils nécessaires à la réalisation des expériences plasmoniques.

Chapitre 4

Dualité onde-corpuscule du plasmon de surface

Le caractère bosonique du plasmon (cf. Chapitre 1) rend possible la transposition des expériences d'optique quantique aux plasmons de surface. Il relève toutefois du défi technologique et expérimental de maîtriser la réalisation et la mise en place de telles expériences avec des plasmons de surfaces dans le régime quantique. En effet, les faibles flux des sources de photons uniques et les pertes intrinsèques aux plasmons de surface rendent délicate la détection expérimentale de signal dans ce type d'expérience. De plus, les électrons participant à l'effet plasmonique sont susceptibles de subir de nombreux processus déphasants qui nuisent à la cohérence totale du plasmon et également à la qualité des expériences interférométriques. C'est pourquoi de nombreux groupes (8) explorent les limites intrinsèques du plasmon et testent la capacité à manipuler les plasmons à travers des expériences fondamentales d'optique quantique à l'aide de structures plasmoniques. De nombreux comportements quantiques associés aux plasmons ont ainsi déjà été montrés comme la préservation de l'intrication après le passage d'un photon intriqué dans un canal plasmonique (11), la réalisation d'états de plasmons uniques guidés et leurs interférences (15) ou encore récemment les interférences de Hong-Ou-Mandel à deux plasmons (126; 18; 17; 16; 19).

Dans ce chapitre, nous allons explorer la dualité onde-corpuscule du plasmon selon la même démarche que Philippe Grangier, Gérard Roger et Alain Aspect dans leur article de 1986 sur la dualité onde-corpuscule du photon unique (21). Ils utilisent une source d'atomes de Calcium à cascade quantique pour générer des paires de photons corrélés. En se servant de la détection d'un des photons de la paire pour "annoncer" la présence de l'autre, ils obtiennent alors une source de photons annoncés. La démonstration expérimentale de la nature duale du photon se fait en deux étapes. Dans un premier temps, la source est testée sur une séparatrice pour observer le dégrouement des photons, preuve de l'unicité du photon et de son caractère corpusculaire. Dans un second temps, un interféromètre de Mach-Zehnder est construit autour de cette source de façon à éliminer toute trace du chemin choisi par le photon ("which-path information") après la première séparatrice. Cette opération rend indiscernables les deux chemins possiblement empruntés par le photon au niveau de la première séparatrice. La détection d'un photon en sortie de l'interféromètre devient alors la somme des contributions cohérentes des amplitudes de probabilité de détection

issus des deux chemins, donnant lieu à des interférences sur les deux voies de l'interféromètre. Il s'agit du comportement ondulatoire du photon unique.

La transposition des expériences aux plasmons a nécessité la mise en place de plusieurs éléments : une source brillante de photons uniques annoncés, une plateforme de manipulation des plasmons de surface et un instrument performant de mesure des corrélations. Nous allons dans un premier temps nous intéresser au fonctionnement de la source de photons uniques annoncés, puis nous allons mesurer la statistique de photons de notre source grâce à la fonction d'autocorrélation en intensité $g^{(2)}(\tau)$. Nous mettrons en évidence la dualité onde-corpuscule du plasmon de surface à travers deux expériences sur puce : une mesure du dégroupement des plasmons soulignant la nature corpusculaire du plasmon et une mesure interférométrique du plasmon unique révélant sa nature ondulatoire. Pour finir, nous analyserons les résultats obtenus et discuterons de leur impact sur la longueur de cohérence des plasmons de surface.

4.1 La source de photons annoncés

4.1.1 Principe de la source de photons annoncés

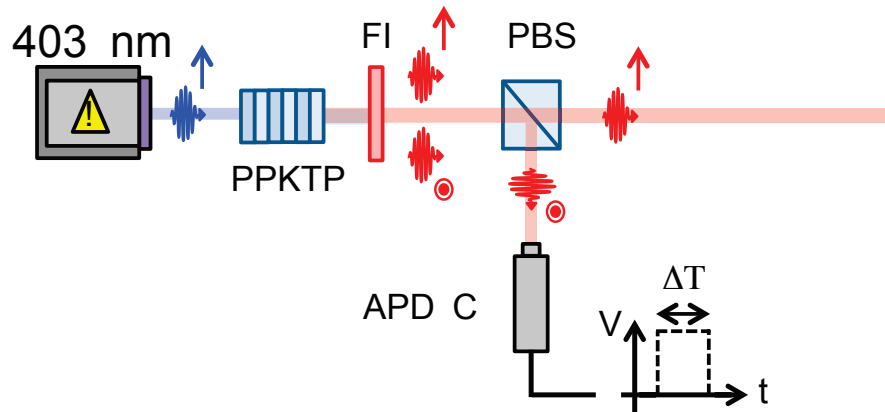


FIGURE 4.1 — Schéma de principe de la source de photons annoncés. Une diode laser pompe un cristal périodiquement inversé de KTP (PP-KTP) à 403 nm dans lequel sont produites des paires de photons dégénérés en fréquence à 806 nm avec des polarisations croisées. Un filtre interférométrique (FI) coupant le bleu et laissant passer le rouge est placé juste après le cristal pour s'affranchir du signal de pompe. Un cube séparateur de polarisation permet ensuite de différencier spatialement les deux photons issus du cristal. Le photon de polarisation verticale sur le schéma (photon corroboratif) est envoyé vers un module de comptage de photon (APD C) et le photon de polarisation horizontale (photon test) est transmis vers une voie de test où auront lieu toutes les expériences. Lorsque le photon corroboratif est détecté, un signal électronique permet de déterminer la présence de l'autre photon de la paire sur la voie de test. La source de paires de photons couplée au signal électronique d'annonce constitue une source de photons annoncés.

Notre source de photons annoncés utilise la forte corrélation temporelle qui existe entre deux photons d'une même paire émise par fluorescence paramétrique pour déterminer précisément tem-

porellement la présence d'un photon unique (le photon test) à partir d'une mesure sur l'autre photon de la paire (le photon corroboratif).

Le schéma de fonctionnement de la source de photons annoncés est donné dans la figure 4.1. Nous partons de la source de paires photons corrélés décrite et étudiée dans le Chapitre 3 où des paires de photons corrélés dégénérés en fréquence et de polarisations croisées (verticale et horizontale) sont produits par fluorescence paramétrique dans un cristal de PP-KTP à 806 nm. Un filtre interférométrique (FI) coupant le bleu et laissant passer le rouge est placé juste après le cristal pour s'affranchir du signal de pompe. Les photons de la paire sont ensuite séparés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation (PBS). Le photon de polarisation verticale (photon corroboratif) est envoyé sur le module de comptage de photons, dénommé APD C. Le photon de polarisation verticale sur le schéma (photon test) est destiné à faire les tests expérimentaux pour la suite. La détection par l'APD C d'un photon corroboratif déclenche une impulsion électronique qui permet d'annoncer la présence du photon test sur la voie expérimentale. C'est l'ensemble du photon test couplé au signal électronique d'annonce qui constitue la source de photons annoncés. Il ne reste alors plus qu'à prouver que la détection d'un photon test annoncé par son photon corroboratif correspond à un état de photon unique.¹

4.1.2 Mesure de la statistique de photon et fonction d'autocorrélation en intensité

Définition

Pour évaluer la probabilité $p(1)$ de produire des photons uniques avec notre source, nous étudierons la statistique des photons annoncés à partir de la fonction d'autocorrélation en intensité. Considérons un état $|\Phi\rangle$ quelconque et un délai τ . En régime stationnaire, nous définissons la fonction d'autocorrélation en intensité des photons de la source pour l'état Φ pour le délai τ (cf. Chapitre 1) :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle : \hat{I}(t) \hat{I}(t + \tau) : \rangle_{\Phi}}{\langle \hat{I}(t) \rangle_{\Phi} \langle \hat{I}(t + \tau) \rangle_{\Phi}}$$

La valeur de la fonction $g^{(2)}$ qui nous intéresse est la valeur à $\tau = 0$ car elle permet de sonder le nombre de photons émis simultanément dans le flux. Il est cependant difficile à ce jour de trouver sur le marché des détecteurs performants qui résolvent le nombre de photons détectés à un instant donné. Pour contourner expérimentalement ce problème, on sépare spatialement le flux de la source en deux (avec une séparatrice par exemple) pour pouvoir suivre sur deux détecteurs distincts la statistique de la source. La division des chemins nous permet d'accéder à des corrélations sur deux détecteurs indépendants et de déterminer le $g^{(2)}(\tau)$ pour des τ très faibles et nous permet

1. Remarque : La mesure du photon corroboratif nous donne la certitude de la présence du photon test sur un intervalle de temps Δt autour d'un temps d'arrivée attendu t_0 . Δt est donné par la largeur du recouvrement des paquets d'ondes des deux photons (quelques ps). Nous sommes en droit de nous demander quel est l'incertitude attendue sur la largeur spectrale du photon, en relation avec le principe d'incertitude d'Heisenberg $\Delta t \Delta \omega \geq 1/2$. En considérant une résolution temporelle de 1 ps sur les temps d'arrivée des photons, on attend une résolution spectrale de l'ordre de 0.06 nm. Cette valeur est très largement négligeable au vue de la largeur spectrale intrinsèque du photon.

plus particulièrement de sonder la fonction d'auto-corrélation en intensité à délai nul. Dans cette configuration, mesurer une fonction $g^{(2)}$ avec un délai $\tau = 1\text{ps}$ revient à allonger le trajet d'une voie par rapport à l'autre de 0.3 mm, ce qui est facilement ajustable avec une platine de translation standard et ne requiert pas de système de détection ultra rapide. Toutefois la valeur qui nous intéresse plus particulièrement est le $g^{(2)}(0)$, car il permet de sonder si un ou plusieurs photons ont été émis en même temps. On peut toutefois noter que cette méthode de mesure des corrélations repose sur l'hypothèse que la séparatrice n'introduit pas de biais dans la redistribution des photons sur chacune des voies de sortie, c'est-à-dire que chaque photon a une probabilité indépendante des autres de se retrouver sur une voie ou sur l'autre. Cette configuration expérimentale est souvent dénommée configuration d'Hanbury Brown and Twiss (HBT), en référence aux auteurs du premier article utilisant des corrélations en intensité sur la lumière d'une étoile pour en déterminer son diamètre apparent (22).

Interprétation des valeurs de la fonction d'auto-correlation

Les valeurs que peut prendre la fonction d'autocorrélation en intensité permettent de différencier une source qui émet des photons dans un régime classique de celle émettant dans un régime quantique (cf. Chapitre 1, Section 2). Dans le régime classique, le flux de photons respecte l'inégalité de Cauchy-Schwartz pour des champs classiques (71; 21) : $\langle I(t)I(t+\tau) \rangle \geq \langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle$. On a alors $g^{(2)}(0)$ supérieur ou égal 1 ce qui signifie que la statistique de la lumière est super-poissonienne ou poissonnienne. Il est possible d'obtenir $g^{(2)}(0) < 1$ en utilisant des états de la lumière dits non-classiques tels que les états de Fock $|n\rangle$ (où n est le nombre de photons de l'état de Fock) décrits par l'optique quantique et vérifiant $g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}$ (71). On parle alors de statistique sub-poissonnienne.

Dans le cas qui nous intéresse plus particulièrement, $n = 1$ (photon unique), $g^{(2)}(0)$ est en principe égal à 0 et l'on parle alors de dégroupement des photons (23). C'est ce que nous souhaitons mesurer avec notre source. Cette valeur de $g^{(2)}(0)$ s'interprète facilement dans le cadre de la configuration HBT par le fait qu'un photon unique est soit transmis soit réfléchi par la séparatrice, mais il ne peut en aucun cas donner lieu à une détection simultanée sur les deux voies de sortie de la séparatrice.

4.1.3 Statistique de la source de photons annoncés

A faible puissance de pompe, la fluorescence paramétrique dans le cristal non-linéaire génère des photons dans un état qui peut être décrit par (142) :

$$|\psi_0\rangle = (1 - |\eta|^2/2)|0\rangle + \eta|\phi_1\rangle + \eta^2|\phi_2\rangle \quad (4.1)$$

où $|\eta| \ll 1$ et $|\eta|$ augmente avec l'intensité de pompe du cristal. Les états $|\phi_1\rangle$ et $|\phi_2\rangle$ décrivent respectivement les états de paires de photons et de double paires créés dans le cristal pour des modes continus.

Pour simplifier l'écriture rigoureuse des états et ne garder que l'essence des phénomènes physiques étudiés, nous allons considérer que les champs issus de la fluorescence paramétrique sont mono-

modes. Cela nous permet de réécrire l'expression (4.1) de la façon suivante :

$$|\psi_0\rangle = (1 - |\eta|^2/2)|0\rangle + \eta|1, 1\rangle + \eta^2|2, 2\rangle \quad (4.2)$$

L'état $|n, n\rangle$ (avec $n \in \{1, 2\}$) traduit le produit tensoriel entre deux états de Fock monomodes définis pour le mode signal et le mode complémentaire issus de la fluorescence paramétrique. Le premier paramètre du ket décrit le nombre de photon(s) présent(s) dans le mode envoyé sur la voie d'annonce (signal) et le deuxième paramètre du ket décrit le nombre de photon(s) présent(s) dans le mode destiné à être testé dans les expériences (complémentaire).

Etant donné que $|\eta| \ll 1$, nous pouvons réécrire l'état $|\psi_0\rangle$ de la façon suivante :

$$|\psi_0\rangle \sim 1|0\rangle + \eta|1, 1\rangle + \eta^2|2, 2\rangle \quad (4.3)$$

Nous déduisons de (4.3) les probabilités d'obtenir du vide ($p_{\psi_0}(0)$), d'obtenir une simple paire ($p_{\psi_0}(1)$) et d'obtenir une double paire ($p_{\psi_0}(2)$) en sortie du cristal.

$$\begin{aligned} p_{\psi_0}(0) &= |\langle 0|\psi_0\rangle|^2 \sim 1 \\ p_{\psi_0}(1) &= |\langle 11|\psi_0\rangle|^2 \sim |\eta|^2 \\ p_{\psi_0}(2) &= |\langle 22|\psi_0\rangle|^2 \sim |\eta|^4 \end{aligned}$$

La source annoncée utilise la mesure projective du photon corroboratif pour éliminer la contribution du terme $|0\rangle$ dans les mesures. L'état post-sélectionné par cette mesure devient l'état renormalisé suivant :

$$|\psi\rangle = A (\eta|1\rangle + \eta^2|2\rangle) \quad (4.4)$$

où la constante de renormalisation A est donnée par :

$$A = \frac{1}{\sqrt{|\eta|^2 + |\eta^2|^2}} \sim \frac{1}{|\eta|} \quad (4.5)$$

Les probabilités $P(1)$ et $P(2)$ sont respectivement les probabilités d'obtenir un photon unique et d'obtenir deux photons simultanés de la source et se déduisent de (4.4) en ne gardant que le premier ordre dans les développements en η :

$$\begin{aligned} P(1) &= |\langle 1|\psi\rangle|^2 \sim 1 \\ P(2) &= |\langle 2|\psi\rangle|^2 \sim |\eta|^2 \end{aligned}$$

L'annonce par la détection du photon corroboratif permet d'avoir une probabilité de photon unique proche de 1 (tant que $|\eta| \ll 1$), ce qui s'approche de la statistique d'une source de photons uniques.

Pour cet état $|\psi\rangle$, nous allons maintenant établir un lien entre les probabilités $P(1)$, $P(2)$ et la fonction $g^{(2)}(0)$ qui nous sera utile pour la suite. En effet, rappelons que $P(1)$ et $P(2)$ peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} P(1) &= |\langle 1|\Psi\rangle|^2 = |\langle 0|\hat{a}|\Psi\rangle|^2 \\ P(2) &= |\langle 2|\Psi\rangle|^2 = \left| \langle 0|\frac{\hat{a}\hat{a}}{\sqrt{2}}|\Psi\rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Or, en utilisant la relation de fermeture $\sum_n |n\rangle\langle n| = 1$, on a :

$$\begin{aligned} \langle : \hat{I}^\dagger \hat{I} : \rangle &\propto \langle \Psi | \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} | \Psi \rangle = \langle \Psi | \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \left(\sum_n |n\rangle\langle n| \right) \hat{a} \hat{a} | \Psi \rangle \\ &= |\langle 0 | \hat{a} \hat{a} | \Psi \rangle|^2 \\ &= 2P(2) \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{I} \rangle &\propto \langle \Psi | \hat{a}^\dagger \hat{a} | \Psi \rangle = \langle \Psi | \hat{a}^\dagger \left(\sum_n |n\rangle\langle n| \right) \hat{a} | \Psi \rangle \\ &= |\langle 0 | \hat{a} | \Psi \rangle|^2 \\ &= P(1) \end{aligned} \quad (4.8)$$

On peut alors déduire une expression de $g^{(2)}(0)$ en fonction des probabilités de photons uniques et de double photons :

$$g^{(2)}(0) = \frac{2P(2)}{P(1)^2} \quad (4.9)$$

Lien entre les expériences et le $g^{(2)}(0)$

Dans nos expériences, nous utilisons la configuration HBT illustrée dans la figure 4.2 : nous envoyons le photon test de la source de photons vers une séparatrice fibrée possédant deux voies de sorties A et B. La séparatrice est un coupleur fibré avec des fibres monomodes à maintien de polarisation dont les voies de sorties A et B sont directement connectées aux modules de comptage de photons APD A et APD B. A partir des taux de comptage sur les détecteurs A et B ainsi que sur le détecteur de la voie d'annonce C, nous pouvons remonter aux probabilités de présence $P_C(1_A)$ (ou $P_C(1_B)$) d'un événement de photodétection sur la voie A (ou sur la voie B) conditionnée par la présence d'un événement sur la voie C, ainsi qu'à la probabilité $P_C(1_A, 1_B)$ de détecter deux événements de photodétection sur les deux voies conditionnées par C. Il faut maintenant établir le lien entre les probabilités $P(|1_A 1_B\rangle)$, $P(|1_A\rangle)$ et $P(|1_B\rangle)$ et $g^{(2)}(0)$. Pour ce faire, il nous suffit de trouver une relation entre $P(|1_A 1_B\rangle)$, $P(|1_A\rangle)$, $P(|1_B\rangle)$ et $P(2)$, $P(1)$, afin de se ramener à la formulation de l'équation (4.9).

Il est important de noter que la probabilité $P(|1_A 1_B\rangle)$ de détecter un photon sur chaque voie (A et B) de sortie de la séparatrice est différente de la probabilité $P(2)$ que la source de photons uniques produise une paire de photons.

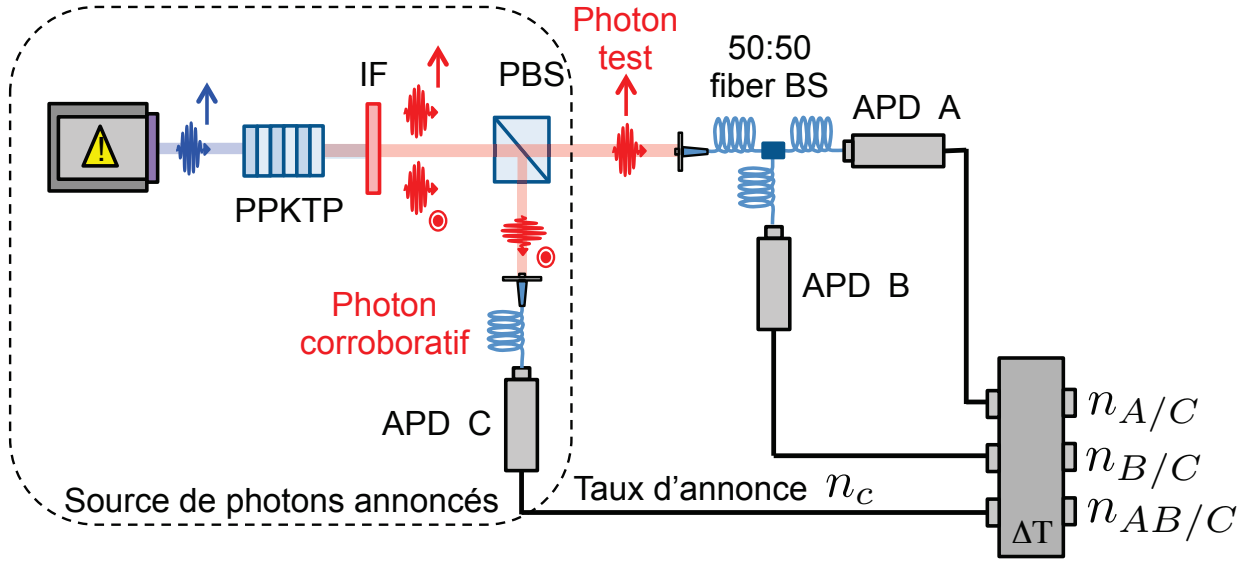


FIGURE 4.2 – Schéma expérimental de caractérisation de type Hanbury Brown and Twiss (HBT) de la source de photons annoncés. FI : filtre interférentiel. PBS : cube séparateur de polarisation. APD : Photodiode à avalanche.

En effet, en considérant l'état $|\Psi\rangle$ incident sur la séparatrice, nous avons 6 configurations possibles de détections illustrées dans la figure Fig.4.3. Dans les 4 premières situations, on envoie une paire de deux photons sur la séparatrice de facteur de réflexion en amplitude r et de facteur en transmission t . Les probabilités pour chacune des situations I, II, III et IV sont donc décrites par : $P(I) = |t|^2$, $P(II) = |r|^2$, $P(III) = |rt|^2$ et $P(IV) = |rt|^2$. Dans les cas I et II les deux photons sont détectés sur la même voie (A pour le cas I et B pour le cas II). Le détecteur ne va considérer qu'un seul événement de détection dans ces deux cas. Dans les cas III et IV, un des photons est soit transmis et l'autre réfléchi, ce qui donne lieu à une coïncidence entre les voies A et B. Finalement, les cas V et VI prennent en compte le cas le plus courant (car $P(1)$ est proche de 1) où un seul photon est incident sur la séparatrice et ne peut alors qu'être transmis ($P(V) = |t|^2$) ou réfléchi ($P(VI) = |r|^2$).

On en conclut que :

$$\begin{aligned}
 P(1_A, 1_B) &= P(2) \cdot [P(III) + P(IV)] = 2|rt|^2 P(2) \\
 P(1_A) &= P(1) \cdot P(V) + P(2) \cdot [P(I) + P(III) + P(IV)] = |t|^2 P(1) + P(2)[|r|^4 + |t|^4 + |rt|^2] \\
 P(1_B) &= P(1) \cdot P(VI) + P(2) \cdot [P(II) + P(III) + P(IV)] = |r|^2 P(1) + P(2)[|r|^4 + |t|^4 + |rt|^2]
 \end{aligned}$$

or, $P(2) \sim |\eta|^2 \ll P(1) = 1$. On peut donc écrire en s'aidant de (4.9) :

$$g^{(2)}(0) = \frac{P(2)}{P(1)^2/2} = \frac{P(2)/2}{(P(1)/2) \cdot (P(1)/2)} = \frac{P(1_A, 1_B)}{P(1_A)P(1_B)} \quad (4.10)$$

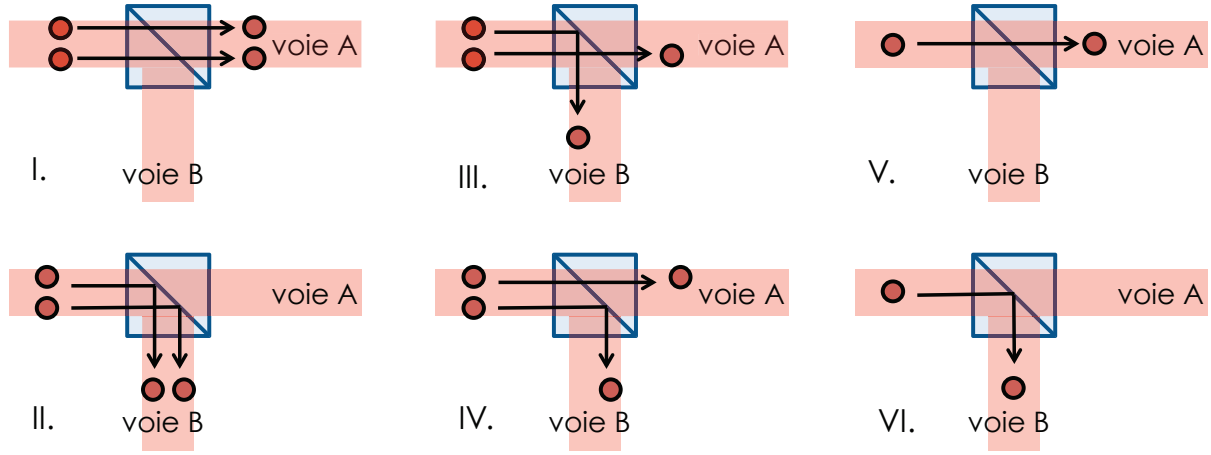


FIGURE 4.3 – 6 situations possibles d'incidence sur une séparatrice pour une source dans l'état Ψ .

4.2 Dualité onde-corpuscule des photons uniques annoncés

4.2.1 Caractérisation de la source de photon unique

Pour la caractérisation de notre source nous utilisons le montage HBT décrit précédemment dans la figure 4.2. Plus précisément, nous nous proposons de mesurer le $g^{(2)}(0)$ de la source de photons annoncés en faisant varier l'intensité de pompe incidente sur le cristal non-linéaire. Pour remonter expérimentalement au $g^{(2)}(0)$, nous mesurons le taux n_C de coups détectés sur l'APD C ainsi que les taux d'événements $n_{A/C}$ et $n_{B/C}$ détectés sur les détecteurs A et B respectivement déclenchés par la détection d'un événement sur la voie C. Nous mesurons aussi les corrélations à délai nul $n_{AB/C}$ (ou coïncidences) sur les voies de sortie de la séparatrice annoncées par la détection d'un photon corroboratif sur l'APD C. En s'aidant de Eq. (4.10), $g^{(2)}(0)$ se déduit des taux de la manière suivante :

$$g^{(2)}(0) = \frac{P(1_A, 1_B)}{P(1_A)P(1_B)} = \frac{P_{AB/C}}{P_{A/C}P_{B/C}} \quad (4.11)$$

où les probabilités $P_{AB/C}$, $P_{A/C}$ et $P_{B/C}$ se calculent à partir des taux de comptage sur les détecteurs par les relations suivantes

$$\begin{aligned} P_{A/C} &= n_{A/C}/n_C \\ P_{B/C} &= n_{B/C}/n_C \\ P_{AB/C} &= n_{AB/C}/n_C \end{aligned}$$

Pour différentes puissances de pompe du cristal, nous avons intégré les taux de comptage sur une seconde. Pour chaque puissance, 10 mesures ont été effectuées dans les mêmes conditions de pompage et d'intégration. L'écart type σ obtenu à partir des 10 mesures successives des taux à une puissance donnée nous permet d'établir l'incertitude globale dans notre mesure. Elle englobe

donc principalement les fluctuations de puissance du laser, mais aussi l'incertitude instrumentale dans l'évaluation du taux.

On obtient ainsi une relation entre la fonction d'autocorrélation en intensité à $\tau = 0$ en fonction du taux n_C . Les résultats sont montrés dans la figure 4.4.

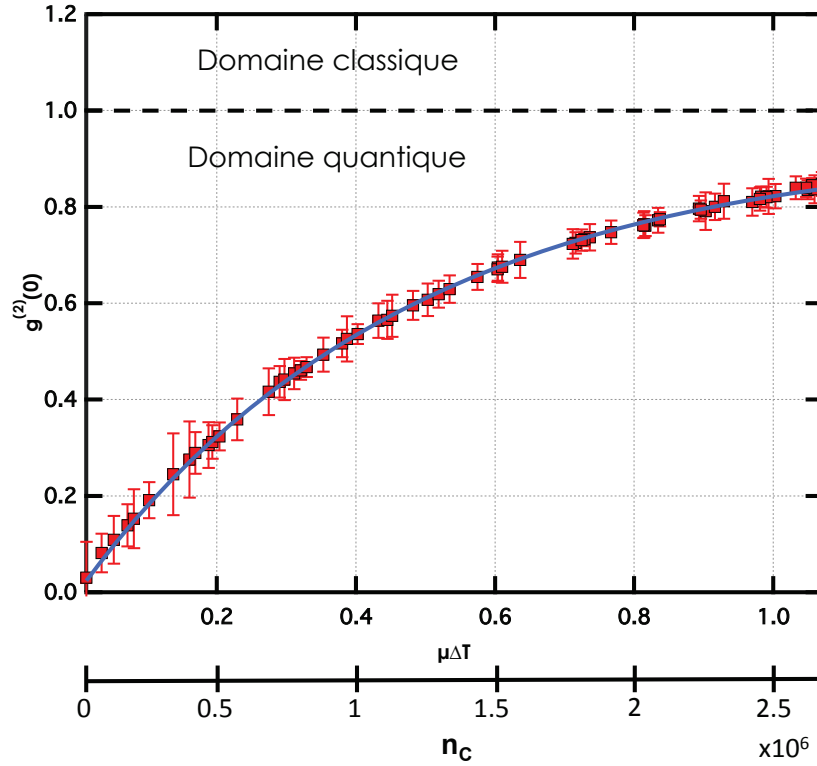


FIGURE 4.4 – Dépendance du $g^{(2)}(0)$ avec le nombre moyen de photons issus du cristal $\mu\Delta T$ et de n_C . Le nombre moyen de paires émises dans $\Delta T = 10\text{ns}$ se déduit des taux de comptage sur la voie C et de l'efficacité de collection des photons issus du cristal (η_C). En appelant μ le taux de paires émises par le cristal, on a $\mu\Delta T = \frac{n_C}{\eta_C} \Delta T$. Les carrés rouges représentent les données expérimentales et les barres d'incertitudes correspondent à l'écart type obtenu pour 10 mesures consécutives de la valeur de $g^{(2)}(0)$ avec une seconde d'intégration. La courbe bleue correspond au modèle de fit du $g^{(2)}(0)$.

On constate que tous les points sont au-dessous de la limite classique $g^{(2)}(0) = 1$, ce qui prouve que l'état généré après détection du photon corroboratif est un état non-classique. De plus, pour les faibles valeurs de pompe, $g^{(2)}(0)$ prend des valeurs proches de 0 (0.03 ± 0.07 pour la plus basse) pour un taux de comptage sur A et B de 300cp/s et un taux d'annonce de 25000cp/s.

Plus l'intensité de pompe est importante, plus le comportement de la source se rapproche d'un comportement classique. En effet, plus la puissance de pompe augmente, plus le nombre moyen de paires de photons émises par le cristal augmente. Ainsi, pour chaque détection d'un photon corroboratif, la probabilité d'avoir dans une fenêtre de durée ΔT un autre photon que le photon test augmente lorsque le taux de pompage augmente et la statistique du nombre de photon dans ΔT tend alors vers la statistique globale d'émission de la source. Inversement, plus le pompage est faible ($|\eta|$ négligeable), plus on s'approche du cas idéal où seul le photon test est dans la fenêtre

ΔT .

4.2.2 Modélisation de la fonction d'autocorrélation dans l'expérience

Nous nous proposons de justifier l'allure de nos données à l'aide d'un modèle développé dans les travaux des équipes d'Alibart et de Hong (143; 144). On note μ le taux d'émission de paires produites par le cristal. Le photon corroboratif est envoyé sur la voie C du système d'acquisition via une fibre monomode. On note η_C l'efficacité avec laquelle on obtient un événement de détection sur la voie C à partir de l'émission d'un photon corroboratif depuis le cristal. Par définition, on a alors $n_C = \eta_C \mu$. η_C prend en compte les transmissions optiques des différents éléments du montage (lentilles, lame d'onde et couplage dans une fibre monomode) et l'efficacité quantique de l'APD C. On peut également définir l'efficacité de détection sur l'une des voies A ou B $\eta_{\text{coll}} = \eta_A + \eta_B$ où $\eta_A = \frac{n_A}{\mu}$ et $\eta_B = \frac{n_B}{\mu}$. Cette efficacité prend en compte les pertes de couplages dans la séparatrice fibrée, les transmissions des différents éléments optiques et les efficacités quantiques de collection des détecteurs respectifs. Le taux d'obscurité $d_c \sim 100\text{Hz}$ étant très faibles devant $n_C \gtrsim 10\text{kHz}$, on néglige l'effet du bruit d'obscurité sur les taux. Comme le temps de cohérence des photons est de l'ordre de la picoseconde et est négligeable devant $\Delta T = 10\text{ns}$, le nombre de photons détecté dans ΔT suit une loi de probabilité poissonnienne. Ainsi, la probabilité d'avoir k événements de détection dans un intervalle ΔT pour un flux F donné est :

$$P_p(k) = \frac{(F\Delta T)^k}{k!} e^{-F\Delta T} \quad (4.12)$$

où $F\Delta T$ est le nombre moyen de photons tombant dans l'intervalle ΔT . Nous ferons l'hypothèse pour la suite que le flux incident sur les détecteurs A et B ($\eta_{\text{coll}}\mu\Delta T$) est suffisamment faible pour que la probabilité de détecter un coup dans la fenêtre ΔT ($p(1)$) et la probabilité de mesurer deux coups dans la fenêtre ΔT ($p(2)$) soient prépondérantes et les probabilités de mesurer n coups dans la fenêtre pour tout $n \geq 1$ vérifient $p(n) \ll p(n+1)$.

La détection d'un coup sur la voie C indique la détection d'une paire. La paire est considérée comme unique par le système de détection si aucun autre coup est détecté sur les voies A et B pendant l'intervalle ΔT , ce qui correspond à la probabilité :

$$p(1) = P_p(k=0) = e^{-\eta_{\text{coll}}\mu\Delta T} \quad (4.13)$$

La probabilité de détecter un photon unique annoncé sur la voie A ou la voie B revient alors à la somme de deux contributions :

- la probabilité de détecter une simple paire dans la fenêtre ΔT sur les voies A ou B
- la probabilité d'avoir une double paire dans ΔT mais d'en avoir détecté qu'une seule sur les deux

Ceci se traduit mathématiquement par :

$$\begin{aligned} P(1) &= \eta_{\text{coll}} e^{-\eta_{\text{coll}} \mu \Delta T} + (1 - \eta_{\text{coll}})(1 - e^{-\eta_{\text{coll}} \mu \Delta T}) \\ &\sim \eta_{\text{coll}} + (1 - 2\eta_{\text{coll}})\eta_{\text{coll}} \mu \Delta T \end{aligned} \quad (4.14)$$

moyennant un développement de l'exponentielle à l'ordre 1 et en utilisant le fait que la probabilité d'avoir une double paire dans la fenêtre ΔT est équivalente à avoir une double paire ou plus dans la fenêtre ΔT puisque $p(n) \ll p(n+1)$.

On définit $P(2)$ la probabilité d'avoir un double événement de détection dans la fenêtre ΔT . $P(2)$ est la probabilité d'avoir deux coups ou plus détectés dans l'intervalle ΔT et de ne pas les avoir perdus avant leur détection sur A ou B.

$$\begin{aligned} P(2) &= \eta_{\text{coll}}(1 - e^{-\eta_{\text{coll}} \mu \Delta T}) \\ &\sim \eta_{\text{coll}}^2 \mu \Delta T \end{aligned} \quad (4.15)$$

On détermine finalement $g^{(2)}(0)$:

$$\begin{aligned} g^{(2)}(0) &= \frac{2P(2)}{P(1)} \\ g^{(2)}(0) &= \frac{2\eta_{\text{coll}}^2 \mu \Delta T}{(\eta_{\text{coll}} + (1 - 2\eta_{\text{coll}})\eta_{\text{coll}} \mu \Delta T)^2} \\ g^{(2)}(0) &= \frac{2\mu \Delta T}{(1 + (1 - 2\eta_{\text{coll}})\mu \Delta T)^2} \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2\frac{n_C}{\eta_C} \Delta T}{\left(1 + (1 - 2\eta_{\text{coll}})\frac{n_C}{\eta_C} \Delta T\right)^2} \end{aligned} \quad (4.17)$$

L'ajustement des données avec (4.16) en fixant $\Delta T = 10\text{ns}$ donne un excellent accord pour les paramètres suivants : $\eta_C = 0.0198 \pm 0.0002$ et $\eta_{\text{coll}} = 0.220 \pm 0.002$, comme le montre la figure 4.4. Les incertitudes sur les paramètres trouvés correspondent à un intervalle de confiance de 95%. Ces valeurs concordent tout à fait avec les valeurs expérimentales attendues. En effet, en pratique, nous voulions observer l'évolution du $g^{(2)}(0)$ avec une large gamme de puissance de pompe (c'est-à-dire pour des taux μ élevés). Dans notre expérience, nous sommes toutefois limités dans le pompage par le taux de comptage maximal que peuvent détecter les photodiodes à avalanches. Une solution pour mesurer des $g^{(2)}(0)$ associés à des μ élevés, sans détériorer l'APD d'annonce, est d'introduire des pertes sur la voie d'annonce. De cette façon, on perd un certain nombre de photons test (qui sont envoyés sur la séparatrice mais qui ne sont pas comptabilisés dans les coups annoncés) mais la statistique des photons mesurée correspond à une statistique en régime de pompage élevé. Nous avons donc introduit artificiellement des pertes sur la voie C (facteur 7), en détériorant le couplage dans le détecteur fibré ce qui explique la faible valeur de $\eta_c \sim 0.02$ trouvé par l'ajustement des paramètres.

En conclusion, la source de photons annoncés produit effectivement des photons uniques de très bonne qualité et le basculement sur les deux voies de la séparatrice souligne un comportement corpusculaire du photon.

4.2.3 Interférences à un photon unique

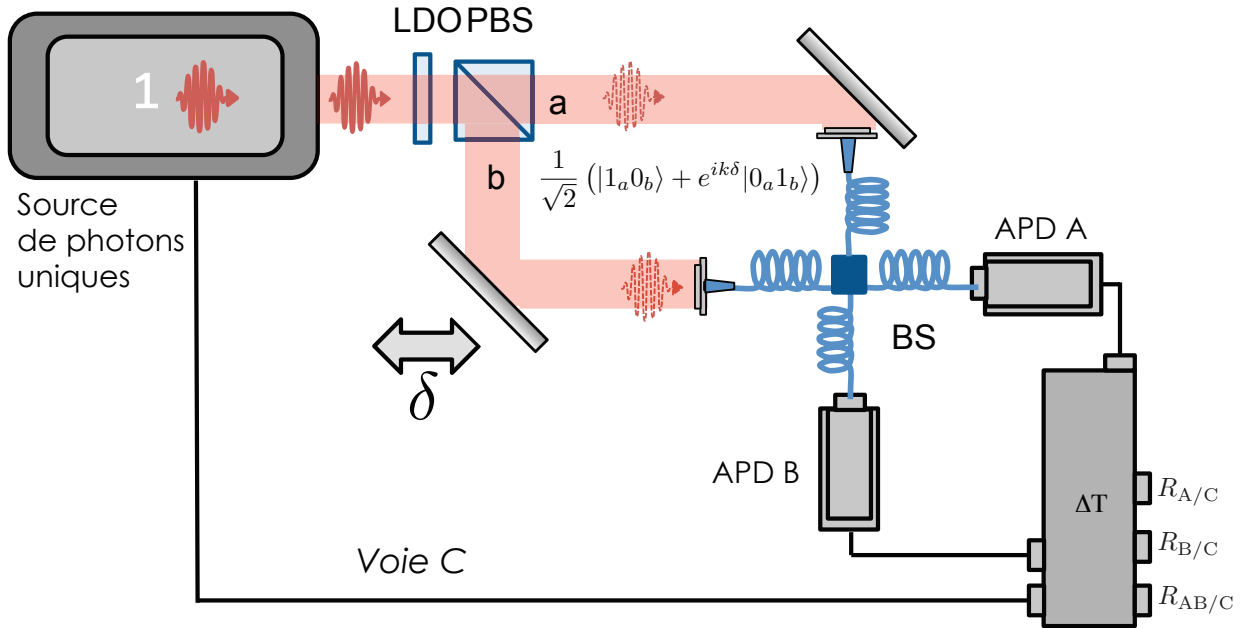


FIGURE 4.5 – Montage expérimental pour les interférences à un photon unique. La boîte grise à gauche du schéma représente la source de photons uniques annoncés. Il en sort un photon test vers la droite et un signal électronique qui traduit la détection d'un photon corroboratif par l'APD C. Le photon test est envoyé sur une lame demi-onde (LDO) puis sur un cube séparateur de polarisation (PBS). Les axes de la LDO sont orientés à 45° des axes neutres du cube, de façon à ce que l'ensemble LDO-PBS forme une séparatrice équilibrée pour le photon qui se trouve alors dans l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1_a 0_b\rangle + |0_a 1_b\rangle)$. Les deux modes a et b sont ensuite recombinaisonnés au niveau du coupleur fibré 50 :50 (BS) pour former un interféromètre de Mach-Zehnder. Sur le bras b, on peut faire varier la longueur parcourue par le photon d'une valeur δ . Les détecteurs APD A et APD B sont placés sur les voies de sortie du cube BS. Le tout est connecté au système d'acquisition qui permet de compter les événements de détection des APD A, B et C et leurs corrélations.

Maintenant que nous nous sommes assurés que nous générons des photons uniques, nous allons montrer leur caractère ondulatoire. Pour cela nous construisons un interféromètre de Mach-Zehnder (MZ) autour de la source, comme illustré dans la figure 4.5. Le montage optique est le suivant : on utilise la source précédemment décrite (boîte grise en haut à gauche de la figure) pour produire un photon test et un signal électrique qui correspond à la détection d'un photon corroboratif par l'APD C. Le photon test est envoyé sur une lame demi-onde (LDO) dont les axes neutres sont à 45° du cube séparateur de polarisation (PBS). La combinaison des deux éléments joue le rôle d'un cube séparateur dont les sorties sont les voies a et b. Le photon se trouve alors dans l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1_a 0_b\rangle + |0_a 1_b\rangle)$. Les voies a et b se recombinaisonnent au niveau d'un coupleur fibré 50 :50 (BS) ce qui permet la superposition des modes a et b sur les voies de sortie de BS. L'ensemble forme un interféromètre de MZ dont les sorties sont reliées aux APD A et B reliées à un système d'acquisition afin de mesurer les taux de comptages et les corrélations de l'ensemble des détecteurs. Les taux moyens de photons détectés sur chacune des voies de l'interféromètre dépendent de la différence de

chemin optique δ que l'on introduit sur la voie b. En pratique l'entrée d'une fibre du coupleur 50 :50 est montée sur une platine de translation motorisée ayant une course de 25 mm. Le déplacement de cette fibre le long de son axe permet de faire varier la différence de marche δ entre les deux bras de l'interféromètre.

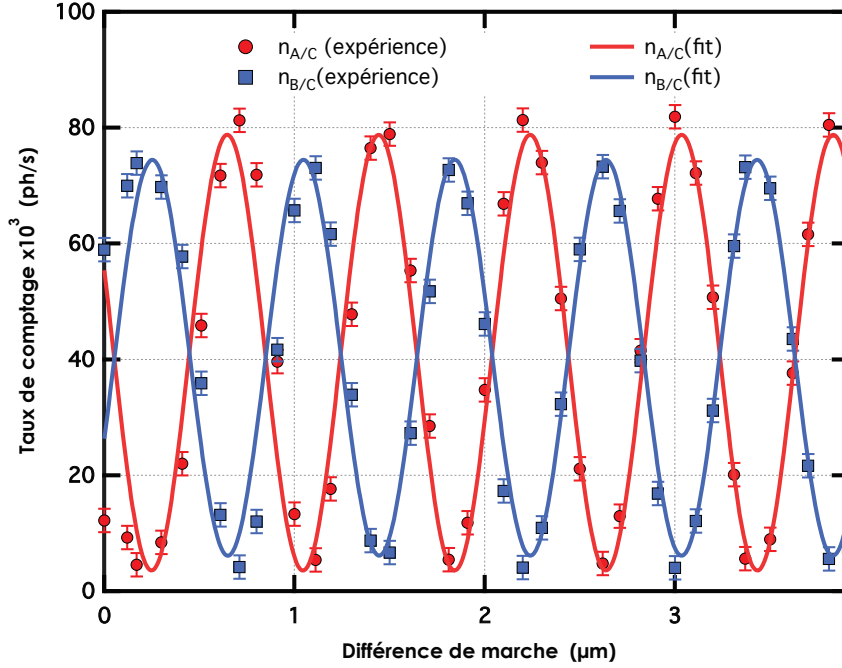


FIGURE 4.6 – Taux de comptage annoncés par la voie C sur les voies A et B respectivement en fonction de la différence de marche δ introduite dans l'interféromètre. Chaque acquisition a été intégrée sur 1 seconde.

Pour faire nos mesures nous nous sommes placés à une puissance de pompe telle que $g^{(2)}(0) = 0.25$. Nous sommes alors en droit de nous demander quelle proportion de photons uniques peut-on espérer dans ces conditions. Pour répondre à cette question, nous considérons que notre source de photons annoncés produit des photons dans l'état $|\Psi\rangle$ de l'équation (4.4). Nous le réécrivons de la façon suivante :

$$|\Psi\rangle = \epsilon|1\rangle + \sqrt{1 - \epsilon^2}e^{i\zeta}|2\rangle$$

où $|\epsilon|$ est proche de 1, ζ est la phase complexe relative de l'amplitude de probabilité de trouver 2 photons dans l'état et ϵ permet de vérifier la condition de normalisation de l'état : $|\epsilon|^2 + (\sqrt{1 - |\epsilon|^2})^2 = 1$.

Or $g^{(2)}(0)$ s'écrit en fonction des probabilités de paires et de photons uniques de la façon suivante :

$$g^{(2)}(0) = 0.25 = \frac{2P(2)}{P(1)^2} = \frac{2(1 - \epsilon^2)}{\epsilon^4} \quad (4.18)$$

En résolvant l'équation du second degré en $X = \epsilon^2$ de la forme $g^{(2)}(0)X^2 + 2X - 2 = 0$, on trouve que $P(1) = 0.9$ et $P(2) = 0.1$, c'est-à-dire que 9 événements de détection sur 10 correspondent à des photons uniques.

On mesure ensuite les taux de comptage sur les voies A et B sachant qu'un coup est détecté sur C en fonction de la variation du retard δ . On obtient les courbes de la figure 4.6. On observe deux sinusoïdes de contrastes 91% (pour la voie A, courbe rouge) et 85% (pour la voie B, courbe bleue).

Il faut bien noter ici que le photon n'est pas détecté sur les deux voies simultanément : de par sa nature corpusculaire, il est détecté soit sur la voie A soit sur la voie B. Les interférences se construisent en intégrant le nombre de coups reçus sur chaque voie pendant un intervalle de temps suffisamment long pour que le signal sorte du bruit expérimental et révèle clairement les interférences. Ici, une seconde d'intégration est suffisante. Nous avons vérifié que le taux de coïncidences annoncées est proche de zéro (variations contenues dans la plage [0-600] coups par seconde) ce qui est négligeable par rapport aux taux de comptage comptabilisés sur les voies A et B ($\sim 8.10^4$ cp/s).

De plus, on constate que les franges d'interférences observées en sortie de l'interféromètre de MZ des voies de sortie sont en opposition de phase ce qui est le résultat prévu par la conservation de l'énergie pour des séparatrices sans pertes. Le flux total $n_{A/C} + n_{B/C}$ sortant de l'interféromètre reste ainsi constant tout au long de l'expérience.

4.2.4 Bilan

La source paramétrique de photons permet de générer des photons uniques annoncés avec un $g^{(2)}(0)$ pouvant atteindre 0.03 ± 0.06 ce qui correspond à une probabilité de détecter des photons uniques de 99%. Cette mesure a été effectuée en observant le dégroupement des photons issus de la source sur une séparatrice fibrée en configuration HBT. Nous avons ensuite mis en évidence le comportement corpusculaire du photon. Par la suite, nous avons travaillé avec un $g^{(2)}(0) = 0.25$ ($P(1)=0.9$) afin de collecter suffisamment de signal sur notre détecteur pour avoir un rapport signal à bruit raisonnable et pour permettre d'effectuer nos mesures avec un temps d'intégration suffisamment court pour ne pas être affecté par l'instabilité de notre interféromètre. Nous avons exploré l'aspect ondulatoire du photon en obtenant des interférences à un photon unique en opposition de phase avec un contraste sur les deux voies de sortie d'environ 90% dans un Mach-Zehnder partiellement fibré.

4.3 La dualité onde-corpuscule du plasmon de surface unique

La mise en place de la source de photons uniques précédente est essentielle car nous l'utilisons à présent pour générer des plasmons uniques sur le système plasmonique du chapitre 2. Toutes les expériences plasmoniques de ce chapitre ont été effectuées sur le dispositif C3G13 de l'échantillon 3 dont les facteurs de réflexion en intensité R et en transmission T relatifs sont : $R = 34\%$ et $T = 66\%$. Nous allons maintenant présenter les expériences de plasmonique quantique sur ce dispositif.

4.3.1 Caractérisation de la statistique de plasmons uniques

Pour caractériser les plasmons de surface, nous convertissons les photons uniques en plasmons à partir des coupleurs directionnels de la plateforme plasmonique, puis nous effectuons un test de dégroupement du plasmon sur une séparatrice plasmonique. Les modes plasmoniques en sortie de la séparatrice sont récupérés par des fentes débouchantes qui permettent de convertir les plasmons en photons dans l'espace libre derrière l'échantillon. Il reste alors à collecter les photons issus de chacune des fentes débouchantes et à les envoyer sur des modules de comptage de photons.

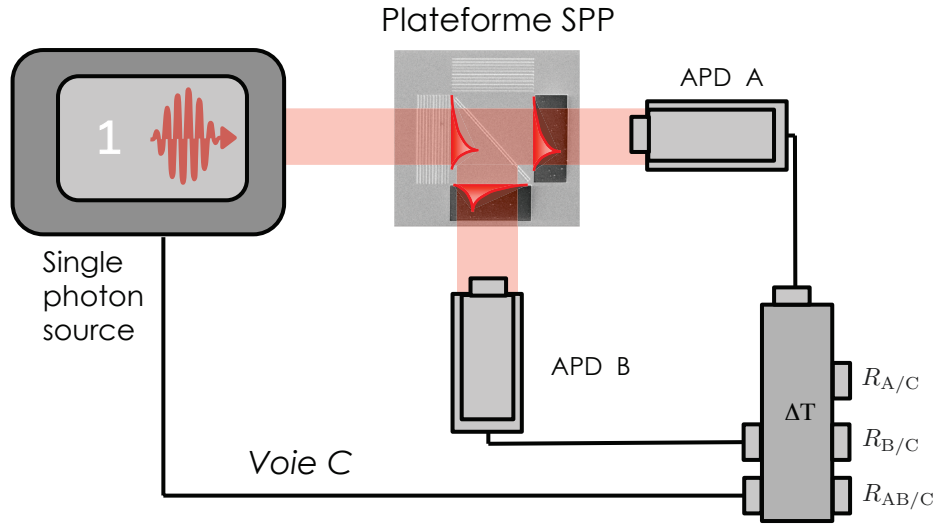


FIGURE 4.7 – Principe de la caractérisation des plasmons uniques dans une configuration HBT permise par la plateforme plasmonique du chapitre 2.

Un système d'acquisition permet d'enregistrer les taux de comptage sur les voies A et B en sortie des fentes débouchantes ainsi que les coïncidences. Le dispositif expérimental est schématisé dans la figure 4.7.

Comme dans le cas des photons uniques, nous nous intéressons à la fonction d'autocorrélation $g^{(2)}(0) = \frac{P_{AB/C}}{P_{A/C}P_{B/C}}$. Les mesures des $g^{(2)}(0)$ en fonction du nombre moyen de paires émises par le cristal dans la fenêtre ΔT est donné dans la figure 4.8.

On constate à nouveau que les $g^{(2)}(0)$ mesurés sont tous inférieurs à 1, ce qui témoigne d'une statistique de plasmons sub-poissonienne. Ce résultat est certes attendu étant donné que la source de photons uniques présentait déjà cette caractéristique, mais il est nécessaire pour vérifier que la conversion des photons en plasmons n'a pas introduit de biais. Pour conclure à un état de plasmon unique, il faut observer du dégroupement de plasmon, c'est-à-dire des valeurs de $g^{(2)}(0)$ qui avoisinent le zéro. Or en diminuant la puissance de pompe sur le cristal, nous atteignons des valeurs de l'ordre de 0.03 ± 0.06 . Celles-ci correspondent à une probabilité d'avoir un état de type plasmon unique $P(1) = 0.99$. De plus, on remarque que les mesures de $g^{(2)}(0)$ en fonction de $\mu\Delta T$ suivent une tendance linéaire. Ceci se comprend en considérant la présence d'importantes pertes au niveau du dispositif plasmonique. Celles-ci sont responsables d'un faible taux de collection sur les voies A et B $\eta_{\text{coll}} = 0.1\%$, ce qui nous permet de faire l'approximation supplémentaire suivante $\eta_{\text{coll}}\mu\Delta T \ll 1$. L'équation (4.16) peut alors se simplifier de la façon suivante :

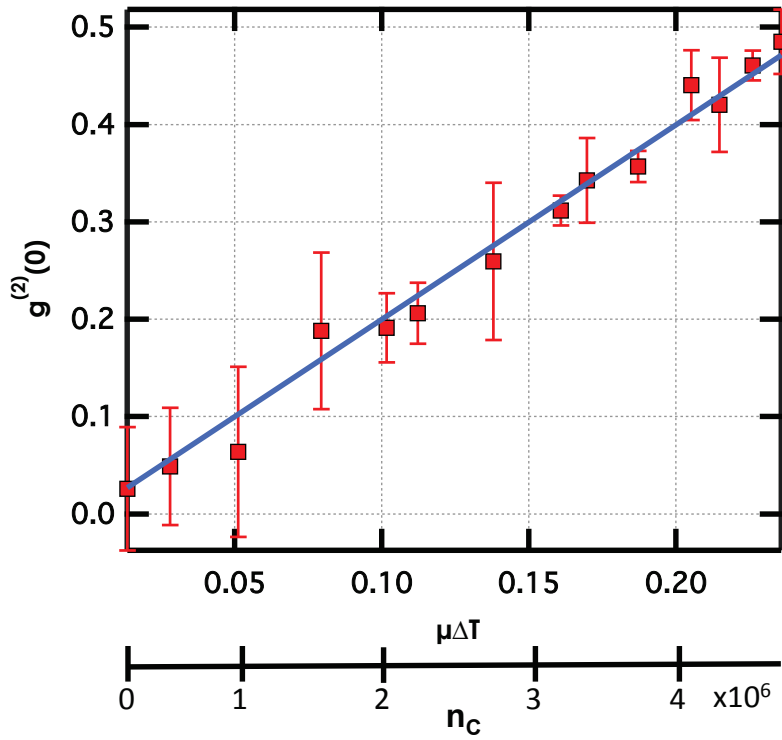


FIGURE 4.8 – Dépendance du $g^{(2)}(0)$ avec le nombre de photons moyen issu du cristal $\mu\Delta T$ et avec le taux de comptage de photons sur la voie d'annonce n_C . Les carrés rouges représentent les points expérimentaux avec leurs barres d'incertitude. La courbe bleue représente le fit linéaire ajusté aux données expérimentales.

$$g^{(2)}(0) \approx 2\mu\Delta T = \frac{2R_C\Delta T}{\eta_C} \quad (4.19)$$

La relation obtenue pour $g^{(2)}(0) = f(\mu\Delta T)$ est une relation affine. On retrouve bien le comportement linéaire en fonction de $\mu\Delta T$ mesuré expérimentalement. On remarque aussi que la gamme de $\mu\Delta T$ explorés (de 0 à 0.25) sur la figure 4.8 correspond à des nombres moyens de paires plus faibles que dans le cas photonique (de 0 à 1.1) sur la figure 4.4. En effet, les pertes du signal sur les voies A et B dues aux pertes plasmoniques, nous ont obligé de restaurer le couplage dans la fibre connectée à l'APD C et à diminuer la plage de pompage du cristal. Ainsi, nous avons parcouru avec le laser de pompe une plus petite plage des puissances accessibles d'où $\mu\Delta T < 0.25$. En ajustant les données expérimentales avec la fonction (4.19), on estime η_C à 0.150 ± 0.007 où l'incertitude correspond à un intervalle de confiance de 95%. Cette valeur concorde avec la perte de couplage introduite volontairement dans la fibre d'annonce.

4.3.2 Interférences à un plasmon unique

Nous avons pu observer dans la section précédente le dégroupement statistique des plasmons de surface uniques au niveau de la séparatrice plasmonique. Cette signature est propre à la nature corpusculaire du plasmon. Nous allons maintenant utiliser cette même séparatrice pour superposer

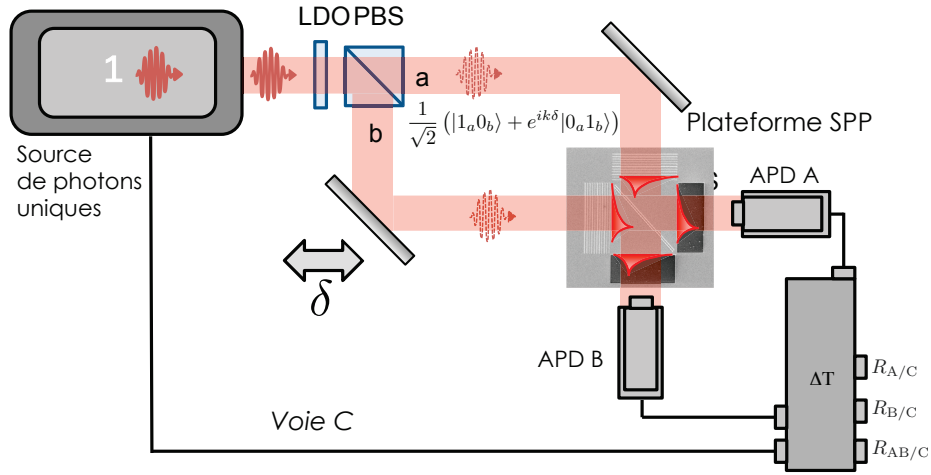


FIGURE 4.9 – Principe du montage pour les interférences à un plasmon unique. La boîte grise à gauche du schéma représente toujours la source de photons uniques annoncés. Il en sort un photon test vers la droite et un signal électronique qui traduit la détection d'un photon corroboratif par l'APD C. Le photon test est envoyé sur une lame demi-onde (LDO) puis sur un cube séparateur de polarisation (PBS). Les axes de la LDO sont orientés à 45° des axes neutres du cube, de façon à ce que l'ensemble LDO-PBS forme une séparatrice équilibrée pour le photon qui se trouve alors dans l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1_a 0_b\rangle + e^{ik\delta}|0_a 1_b\rangle)$. Chaque mode photonique est converti en mode plasmonique grâce aux lanceurs directionnels du dispositif plasmonique. Les deux modes plasmoniques a et b sont ensuite recombinaison au niveau de la séparatrice plasmonique. Les plasmons issus de la recombinaison sont ensuite convertis en plasmons à l'aide des fentes débouchantes et ces derniers sont envoyés vers les détecteurs APD A et APD B. Le tout est connecté au système d'acquisition qui permet de compter les événements de détections des APD A, B et C et leurs corrélations. On peut ajuster la différence de chemin δ entre les deux bras de l'interféromètre sur le bras b .

des modes se propageant en sortie des deux coupleurs plasmoniques. Nous utilisons pour cela le montage optique de la figure 4.9. Nous partons à nouveau de la source de photons uniques et envoyons le photon test sur une lame demi-onde suivie d'un cube séparateur de polarisation (PBS). Les deux modes de sortie du PBS sont convertis sur la plateforme plasmonique en modes plasmoniques puis se propagent jusqu'à la séparatrice plasmonique avant de se diriger vers les fentes débouchantes qui les transforment en modes photoniques jusqu'aux détecteurs. Il s'agit d'un interféromètre de MZ dans lequel des modes plasmoniques interfèrent au niveau d'une séparatrice plasmonique. Les bras de l'interféromètre sont fibrés et on règle la différence de marche δ entre les deux chemins en déplaçant une fibre le long de son axe.

Pour ces expériences, on se place de nouveau à $g^{(2)}(0) = 0.25$ ce qui correspond à détecter des plasmons uniques avec une probabilité $P(1)$ de 90%.

On enregistre le taux de comptage annoncé reçu sur chacune des voies A et B en fonction de la différence de marche δ introduite par l'expérimentateur. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.10. On observe des franges d'interférences sur les deux voies de sortie de l'interféromètre qui témoignent de la nature ondulatoire du plasmon de surface. Le contraste des interférences est sensiblement différent en fonction de la voie de comptage, on mesure ainsi un contraste de $62 \pm 3\%$

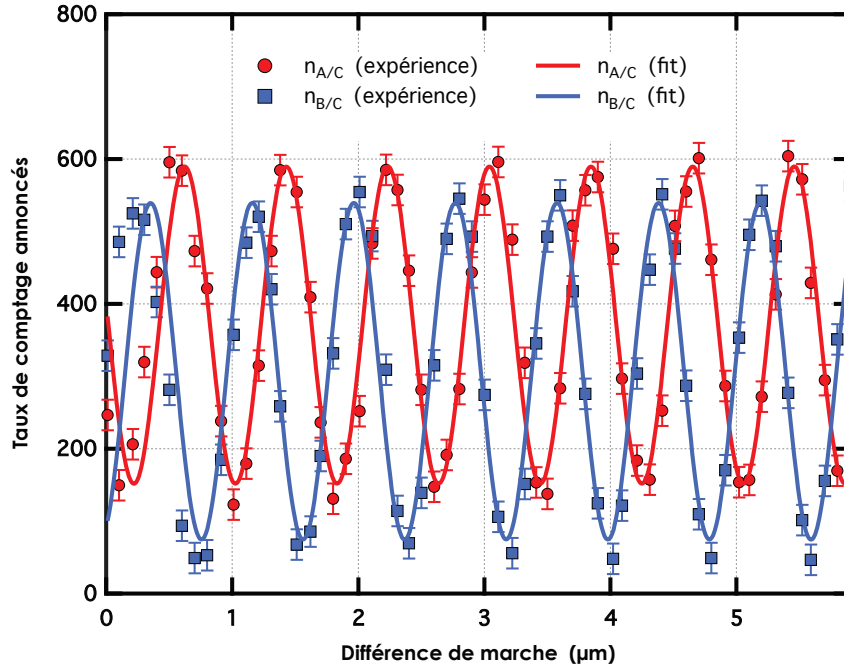


FIGURE 4.10 – *Interférences à un plasmon unique. Taux de comptage mesurés sur les voies A (cercles rouges) et B (carrés bleus) en fonction de la différence de marche δ . Les courbes rouge et bleue correspondent à un modèle de fit sinusoïdal des données de $n_{A/C}$ et $n_{B/C}$ respectivement.*

pour la voie A et de $79 \pm 2\%$ pour la voie B. En prenant en compte le déséquilibre entre les facteurs de réflexion et de transmission de la séparatrice plasmonique, nous nous serions attendus à une visibilité des franges de 95%, ce qui n'est manifestement pas le cas. On remarque de plus que les taux de comptage sur les voies A et B sont déphasés de 120° .

Nous allons dans la suite nous attarder sur les caractéristiques des interférences plasmoniques et plus particulièrement sur les différences de visibilité et d'offset mais aussi sur le déphasage entre les deux courbes et leur lien avec la plateforme utilisée.

4.4 Analyse des interférences à un plasmon unique

Sur les interférences à plasmons uniques observées Fig. 4.10, plusieurs points retiennent l'attention :

- la différence d'offset sur les voies A et B : $\langle n_a \rangle = 400 \text{ cp/s}$ et $\langle n_b \rangle = 300 \text{ cp/s}$.
- la différence de visibilité entre les franges de la voie A et B : $V_A = 62\%$ et $V_B = 79\%$.
- le déphasage entre les voies A et B : $\Delta\phi = 120^\circ$

4.4.1 Différence des offsets sur les voies A et B

Le seul moyen d'expliquer une différence d'offset dans les signaux des voies A et B est de considérer qu'il y a plus de pertes sur une voie de collection par rapport à l'autre (ici sur la voie B). En sortie de l'échantillon, les fentes permettent en effet le découplage des plasmons dans des modes photoniques

divergents s'échappant dans l'espace libre dans des plans perpendiculaires : un plan horizontal et un plan vertical. Le montage expérimental actuel est légèrement moins adapté pour la collection du mode vertical (qui sort du plan de la table optique). On a constaté qu'il y avait plus de pertes sur cette voie car le faisceau est légèrement diaphragmé par un miroir. Cette voie correspond à la voie B.

4.4.2 Différence de visibilité des franges

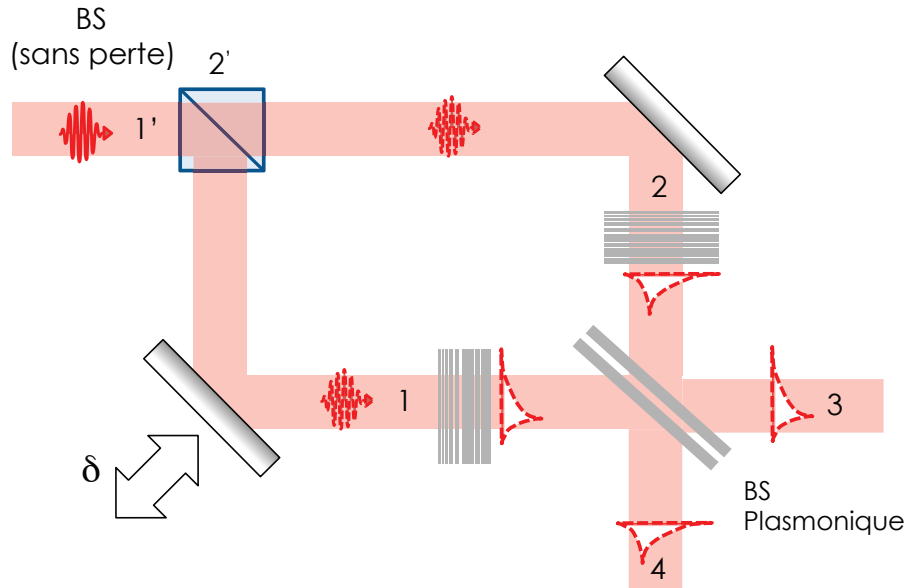


FIGURE 4.11 – Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder. La première séparatrice est une séparatrice symétrique sans perte la deuxième séparatrice est la séparatrice symétrique plasmonique qui comporte des pertes importantes.

Nous allons considérer le schéma de la figure 4.11 qui est une version simplifiée de l'interféromètre que nous utilisons dans nos interférences à un plasmon unique. La première séparatrice (le système {lame demi-onde à 45° ; cube séparateur de polarisation} en réalité) est sans perte et la seconde séparatrice comporte des pertes (séparatrice plasmonique).

On injecte dans cet interféromètre un photon unique par le port 1' de la première séparatrice. En sortie de la séparatrice sans perte, le photon se retrouve dans une superposition de mode sur les deux bras de l'interféromètre. Les modes photoniques sont convertis en modes plasmoniques (par les coupleurs directionnels) puis sont envoyés sur la séparatrice plasmonique. Les modes incidents sur la séparatrice sont les modes 1 et 2. La séparatrice plasmonique permet la superposition des modes incidents en deux modes sortant 3 et 4. Le tout forme un interféromètre de Mach-Zehnder dont on peut faire varier la différence de marche δ en modifiant la longueur du bras sur le chemin 1.

On suppose que la première séparatrice est symétrique (que le déphasage à la réflexion des deux ports d'entrée est identique) et équilibrée ($|r| = |t|$). On peut donc en déduire sa matrice de transfert donnée par :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix}$$

On définit les opérateurs annihilation $\hat{a}_{1'}$ et $\hat{a}_{2'}$ sur les ports d'entrée de la séparatrice sans pertes. De plus, les opérateurs $\hat{a}_1^\dagger, \hat{a}_2^\dagger, \hat{a}_3^\dagger$ et \hat{a}_4^\dagger décrivent la création d'un photon sur chaque voie de la séparatrice plasmonique. Les opérateurs $\hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{a}_3$ et \hat{a}_4 décrivent l'annihilation d'un photon sur chaque voie de la séparatrice plasmonique. La séparatrice sans perte permet de relier les opérateurs $\hat{a}_{1'}$, $\hat{a}_{2'}$, \hat{a}_1 et \hat{a}_2 de la façon suivante :

$$\hat{a}_{1'} = 1/\sqrt{2}(\hat{a}_1 + i\hat{a}_2) \quad (4.20)$$

$$\hat{a}_{2'} = 1/\sqrt{2}(\hat{a}_2 + i\hat{a}_1) \quad (4.21)$$

Nous allons maintenant définir les notations décrivant les facteurs de transmission et de réflexion de la séparatrice plasmonique. On note $r_i = |r_i|e^{i\phi_{ri}}$ le facteur de réflexion complexe de la séparatrice plasmonique depuis le port i ($i \in \{1, 2\}$). $|r_i|$ et ϕ_{ri} sont l'amplitude et la phase du facteur de réflexion. De la même façon, on peut définir $t_i = |t_i|e^{i\phi_{ti}}$ le facteur complexe en transmission de la séparatrice plasmonique pour un champ incident sur le port i ($i \in \{1, 2\}$). $|t_i|$ et ϕ_{ti} sont alors l'amplitude et la phase du facteur de transmission.

Le photon dans le mode 1 subit un déphasage de $e^{ik\delta}$ (où $k = 2\pi/\lambda$ et λ est la longueur d'onde des photons) par rapport au photon de la voie 2, ce qui se traduit par une transformation unitaire sur les modes 1 et 2 décrite par la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{ik\delta} \end{pmatrix}$$

De plus, l'action de la séparatrice plasmonique permet d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \hat{a}_3 &= t_1\hat{a}_1e^{ik\delta} + r_2\hat{a}_2 + \hat{P}_3 \\ \hat{a}_4 &= t_2\hat{a}_2 + r_1\hat{a}_1e^{ik\delta} + \hat{P}_4 \end{aligned}$$

Les opérateurs \hat{P}_3 et \hat{P}_4 sont les opérateurs bruit qui permettent de préserver les relations de commutation des observables physiques en sortie de la séparatrice à perte. Nous considérerons que les modes "bruit" ne sont pas excités au cours de l'expérience et qu'ils ne contribuent donc pas aux taux moyens de photons en sortie de l'interféromètre (136). Nous les omettrons donc dans la suite des calculs.

Le nombre moyen de photons sur les voies 3 et 4 pour un état incident dans l'interféromètre $|\psi\rangle = |1_{1'}, 0_{2'}\rangle$ est donné par :

$$\begin{aligned}
\langle N_3 \rangle_\psi &= \langle \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 \rangle_\psi \\
&= \langle 1_{1'}, 0_{2'} | \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 | 1_{1'}, 0_{2'} \rangle \\
&= \frac{1}{2} \langle 0_1, 0_2 | (\hat{a}_1 - i\hat{a}_2) \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 (\hat{a}_1^\dagger + i\hat{a}_2^\dagger) | 0_1, 0_2 \rangle \\
&= \frac{1}{2} (\langle 1_1, 0_2 | - i\langle 0_1, 1_2 |) (t_1 \hat{a}_1^\dagger e^{-ik\delta} + r_2 \hat{a}_2^\dagger) \\
&\quad (t_1 \hat{a}_1 e^{ik\delta} + r_2 \hat{a}_2) (|1_1, 0_2\rangle + i|0_1, 1_2\rangle) \\
&= \frac{1}{2} (\langle 1_1, 0_2 | - i\langle 0_1, 1_2 |) (|t_1|^2 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + t_1^* r_2 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 e^{-ik\delta} + r_2^* t_1 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 e^{ik\delta} + |r_2|^2 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2) (|1_1, 0_2\rangle + i|0_1, 1_2\rangle) \\
&= \frac{1}{2} (|t_1|^2 + it_1^* r_2 e^{-ik\delta} - it_1 r_2^* e^{ik\delta} + |r_2|^2)
\end{aligned}$$

Finalement,

$$\langle N_3 \rangle_\psi = \frac{1}{2} (|r_2|^2 + |t_1|^2) \left(1 + \frac{2|r_2||t_1|}{|r_2|^2 + |t_1|^2} \sin(k\delta + (\Phi_{t1} - \Phi_{r2})) \right) \quad (4.22)$$

Avec un raisonnement similaire, on trouve que le nombre moyen de photons sur la voie 4 vaut :

$$\langle N_4 \rangle_\psi = \langle \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \rangle_\psi = \frac{1}{2} (|t_2|^2 + |r_1|^2) \left(1 + \frac{2|t_2||r_1|}{|t_2|^2 + |r_1|^2} \sin(k\delta - (\Phi_{t2} - \Phi_{r1})) \right) \quad (4.23)$$

La visibilité V des franges est donnée par le facteur de modulation du sinus : $V = \frac{2|t_i||r_j|}{|t_i|^2 + |r_j|^2}$ avec $\{i, j\} \in \{1, 2\}$. Les visibilités dépendent donc des coefficients de réflexion et de transmission de chacun des ports. Des visibilités différentes pour les modes c et d impliquent donc des coefficients t_i, r_j différents sur chaque voie de sortie.

Le mode spatial du plasmon est déterminé par de multiples paramètres : l'angle d'incidence du plasmon sur la séparatrice qui est lié à l'angle d'incidence du faisceau sur la structure, la taille des waists et les écarts de dimensions des nanostructures qui génèrent le plasmon. Les différences dans les structures spatiales modales en entrée de la séparatrice dégradent *a priori* de façon égale les visibilités des franges en sortie de l'interféromètre. Il est alors possible que la différence de visibilités des interférences soit due à une différence de recouvrement des modes mesurées sur les voies de sorties de l'interféromètre. Pour obtenir des écarts de visibilité sur les voies de sortie, il faut donc que les modes qui interfèrent sur chaque voie de sortie soient différents. Cela est possible si on considère qu'avec nos détecteurs en sortie de l'interféromètre nous ne sélectionnons qu'une partie des modes qui interfèrent sur chaque voie. Il est alors possible que nous ne sélectionnions pas le même recouvrement des modes sur chacune des voies de sortie, ce qui peut expliquer la différence de visibilité.

Les multiples origines possibles de la dégradation du contraste des interférences sont difficiles à prendre en compte numériquement. Toutefois, pour comprendre la sensibilité des conditions d'excitation des plasmons sur les coefficients de la séparatrice, nous avons étudié l'impact de l'angle d'incidence des plasmons sur la séparatrice. Ceci revient à sélectionner une onde plane qui interfère au niveau de la séparatrice. En effet, nous focalisons sur l'échantillon plasmonique un faisceau gaussien. Comme la dimension du dispositif plasmonique est plus petite que la longueur

de Rayleigh ($d_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \simeq 97\mu\text{m} > 20\mu\text{m}$), l'élargissement du faisceau est faible au niveau de l'échantillon. La divergence du faisceau, quant à elle, est donnée par $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \sim \frac{1}{6\pi} \sim 3^\circ$. La divergence étant faible, on peut négliger en première approximation la contribution des différents vecteurs d'onde ($\Delta\mathbf{k}$) autour du vecteur d'onde moyen du faisceau et étudier le problème en ne considérant qu'une onde plane incidente de vecteur d'onde \mathbf{k}_{moy} sur la séparatrice à un angle donné θ .

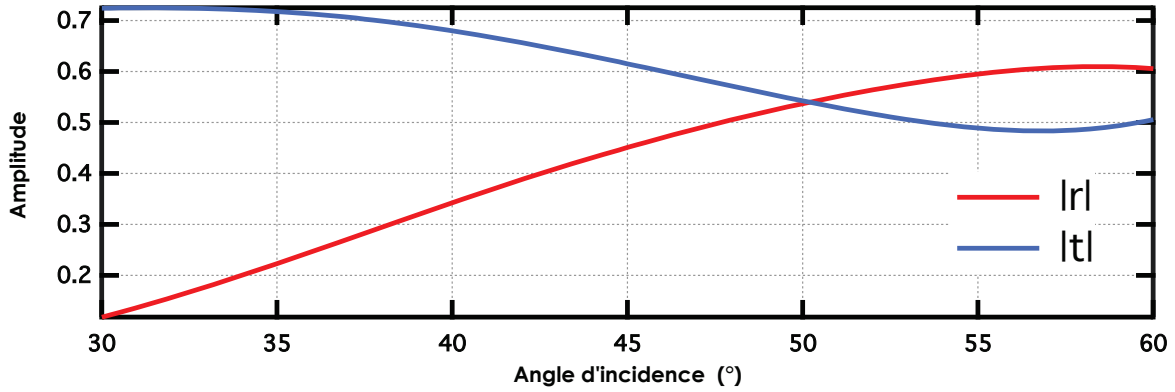


FIGURE 4.12 – Etude de l'influence de l'angle d'incidence θ du plasmon sur la séparatrice sur les coefficients en réflexion et transmission de la séparatrice. Le graphe supérieur présente les amplitudes $|r|$ et $|t|$ en fonction de l'angle θ .

Nous avons tracé sur la figure 4.12 les amplitudes $|r|$ et $|t|$ calculées numériquement en fonction de l'angle d'incidence θ sur la séparatrice. On constate que les amplitudes des coefficients présentent d'importantes variations pour une variation de $\pm 15^\circ$ autour de l'angle oblique de référence (à 45°), ce qui témoigne de l'extrême sensibilité des structures au mode incident. En sortie de notre interféromètre, il est possible que nous récupérions sur chaque voie des modes qui correspondent à des angles d'incidence différents, de sorte que l'on mesure des interférences régies par $r_i(\theta_3)$ et $t_j(\theta_3)$ sur un port et $t_j(\theta_4)$ et $r_i(\theta_4)$ sur l'autre port. On observe alors des visibilités différentes en fonction du port de sortie de l'interféromètre.

On pourrait également expliquer une différence de visibilité entre les deux visibilités de franges mesurées sur chacun des voies en considérant un déséquilibre sur les pertes dans chacun des bras de l'interféromètre (pertes photoniques et plasmoniques). Une étude expérimentale plus approfondie permettrait de mieux déterminer les causes de cette baisse de visibilité.

4.4.3 Influence de la séparatrice sur le déphasage entre les franges

Sur les expressions (4.22) et (4.23), il apparaît clairement que la différence de phase entre les deux voies dépend des phases des coefficients r_1, r_2, t_1 et t_2 . *A priori*, par construction symétrique de la séparatrice, on peut supposer que $r_1 = r_2 = r$ et $t_1 = t_2 = t$. On note la différence de phase entre les coefficients r et t , $\Phi_{tr} = (\Phi_t - \Phi_r)$, le déphasage entre les franges des deux voies de sortie de l'interféromètre vaut alors deux fois le déphasage entre les coefficients r et t , $2\Phi_{tr}$.

Dans le cas simple sans pertes où $r_1 = r_2 = i/\sqrt{2}$ et $t_1 = t_2 = 1/\sqrt{2}$, la différence de phase entre les coefficients vaut $\pi/2$. On retrouve bien que les franges en sortie de l'interféromètre présentent un déphasage de $2 \times \pi/2 = \pi$: elles sont en opposition de phase (conservation de l'énergie).

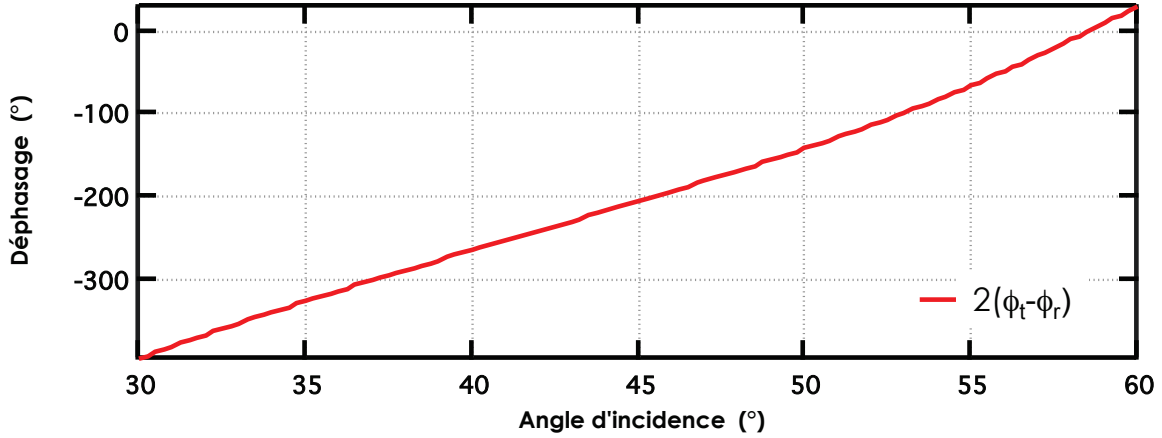


FIGURE 4.13 – Etude de l'influence de l'angle d'incidence θ du plasmon sur la séparatrice sur le déphasage attendu entre les deux voies de sortie de l'interféromètre $2(\phi_t - \phi_r)$ en fonction de θ . On a supposé pour les calculs que la séparatrice était symétrique, c'est à dire que $r_a = r_b = r$ et $t_1 = t_2 = t$.

Nous avons étudié numériquement l'influence de l'angle d'incidence θ sur la différence de phase $2\Phi_{tr}$ attendue entre les deux voies de l'interféromètre (Figure 4.13). On constate que le déphasage entre les coefficients r et t varie fortement avec l'angle. Une variation de $\pm 13^\circ$ par rapport à l'incidence de référence à 45° est susceptible de faire varier la différence de phase entre les sorties de l'interféromètre sur 360° .

4.4.4 Modélisation de la séparatrice utilisée dans l'expérience

Les coefficients r et t complexes de la séparatrice plasmoniques sont obtenus grâce à une méthode modale de Fourier (27) (code : *separatrice-plasmon-oblique-granet-modif.m*). Pour simuler notre séparatrice, nous avons pris des valeurs de dimensions latérales (largeur et séparation des cannelures) intermédiaires entre les valeurs mesurées au MEB et à l'AFM. En ce qui concerne la profondeur des cannelures, nous nous sommes basés sur les mesures AFM : 102 nm et 90 nm respectivement. Nous avons ensuite vérifié que les facteurs relatifs $(R/R+T)$ et $(T/(R+T))$ des séparatrices ainsi simulés correspondaient bien aux valeurs expérimentales. Nous avons ensuite simulé les interférences obtenues sur chaque voie de sortie du Mach-Zehnder et les avons comparé aux données expérimentales (Fig.4.14). Pour prendre en compte la différence de visibilité en sortie de l'interféromètre, nous cherchons les angles θ_3 et θ_4 les plus proches de 45° tels que la visibilité simulée coïncide avec la visibilité mesurée expérimentalement sur chaque voie. Nous obtenons des angles de 36.5° pour le signal sur A et de 40.5° pour le signal sur B. En comparant ces simulations aux interférences obtenues à partir des taux de comptage normalisés sur les voies, on constate que les valeurs simulées coïncident bien avec les valeurs mesurées et corrobore la relation entre le

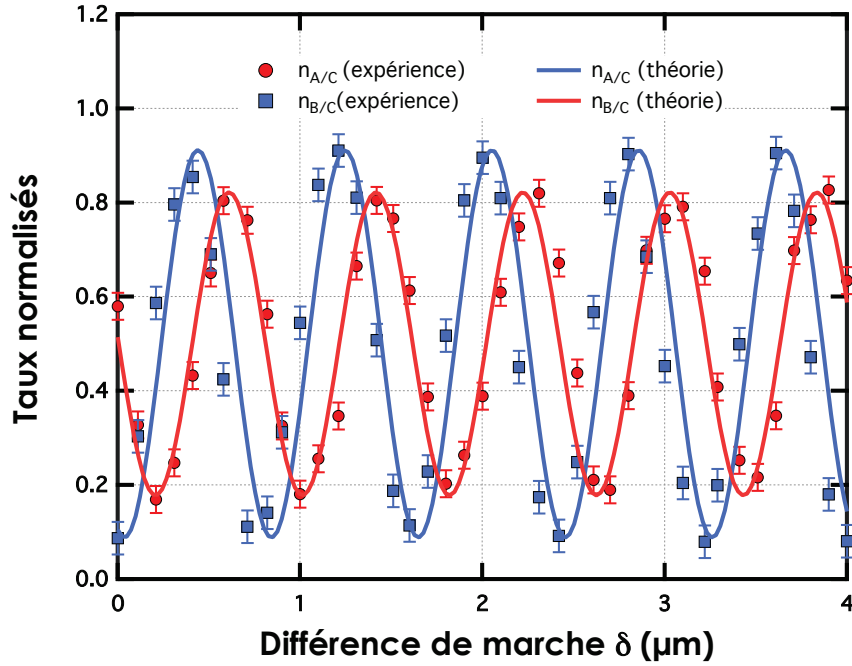


FIGURE 4.14 – Comparaison entre les mesures expérimentales en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder pour un plasmon unique avec les taux de comptage simulés avec nos calculs numériques à partir de la modélisation de la séparatrice plasmonique.

déphasage global et le déphasage entre les coefficients r et t . Notre modèle semble relativement bien s'accorder avec la réalité expérimentale.

4.4.5 Comparaison des temps de cohérence du photon et du plasmon

Dans la communauté de la plasmonique quantique, de nombreuses interrogations restent ouvertes quant aux effets de décohérence associés aux plasmons. Le plasmon est, du point de vue de la physique du solide, une oscillation collective impliquant $\sim 10^6$ charges. De nombreux processus dissipatifs tels que des collisions ou du couplage aux phonons du métal peuvent avoir lieu dans ce gaz d'électrons. Ces phénomènes de décohérence peuvent alors dégrader les propriétés de cohérence des plasmons. Le mot "décohérence" doit être pris avec précaution car il est employé pour désigner différentes choses. D'une part, la décohérence peut faire référence à des processus de déphasage subis par le plasmon lors de sa création et qui réduirait son temps de cohérence (T_2^*). Plus il y a de phénomènes déphasants, plus la longueur de cohérence du plasmon diminue. D'autre part, on parle aussi de perte de cohérence quand on observe la dégradation de la visibilité d'interférences dans un interféromètre manipulant des champs classiques. Cette dégradation peut alors venir d'un déséquilibre des amplitudes des champs que l'on fait interférer ou de la présence d'une instabilité qui génère un bruit statistique (en amplitude ou en phase) dans la mesure. Dans notre cas, la dégradation de la visibilité peut s'expliquer classiquement par un mauvais recouvrement des modes qui interfèrent et par l'instabilité des mesures dans le système qui nuit à la qualité des résultats. Pour finir, on parle de décohérence quantique pour désigner la disparition des états

quantiques superposés à l'échelle macroscopique. Cette décohérence a lieu à cause des interactions des fonctions d'onde des divers états superposés avec l'environnement, ce qui a pour conséquence de déphaser les états les uns par rapport aux autres jusqu'à perdre toutes corrélations entre eux.

Dans cette section, nous nous intéresserons uniquement aux effets de décohérence (T_2^*) subis par le plasmon en comparant la longueur de cohérence du photon et du plasmon de nos expériences d'interférences.

On mesure la longueur de cohérence du photon grâce au montage de la figure 4.5. L'interférogramme obtenu nous donne la valeur moyenne de la fonction d'autocorrelation $\langle E(t)^* E(t + \tau) \rangle$ du champ E pour des temps $\tau = \delta/c$ différents en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. On peut en déduire la densité spectrale de puissance $S(\nu)$ des photons par le théorème de Wiener-Khintchine :

$$\langle E(t)^* E(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (4.24)$$

En déplaçant la fibre d'entrée de la séparatrice fibrée sur une distance suffisamment longue, on obtient pour le cas photonique et pour le cas plasmonique, les interférogrammes de la figure 4.15.

On constate que les franges sont contenues dans une enveloppe de la forme d'une exponentielle décroissante du type $e^{-|\delta|/L_0}$ où δ est la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre et L_0 est la longueur caractéristique de décroissance de l'enveloppe. L'ajustement des interférences obtenues par une fonction exponentielle correspond bien à une densité spectrale de puissance Lorentzienne. Pour les interférences photoniques (4.15(A)), on trouve $L_0 = 1.462 \pm 0.002$ mm, ce qui correspond à un temps de cohérence du photon de $\tau_P = 4.873 \pm 0.007$ ps (L_0/c).

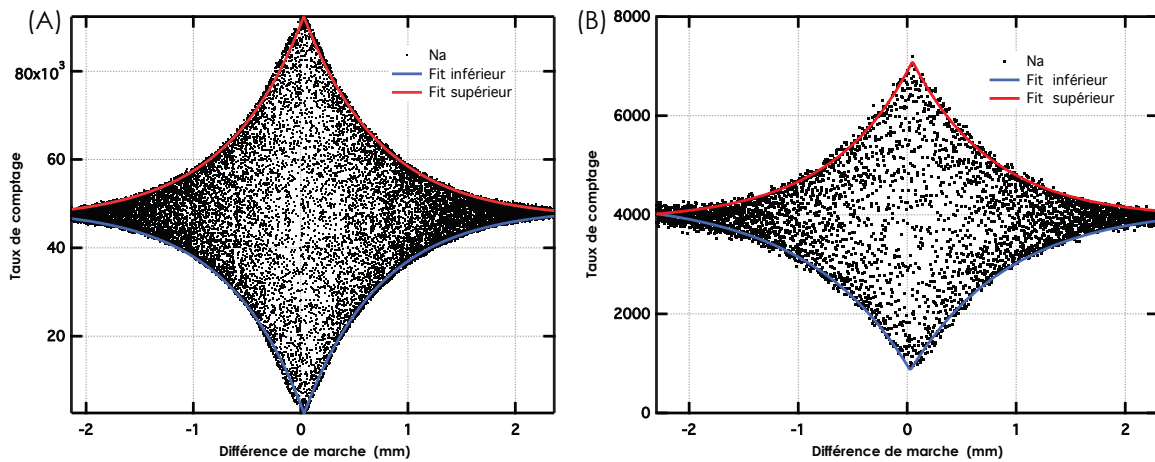


FIGURE 4.15 – *Interférogrammes dans l'interféromètre de Mach-Zehnder. A gauche, il s'agit des interférences à un photon dont l'enveloppe a été fittée par une exponentielle de la forme $e^{-|\delta|/L_0}$. A droite, il s'agit des interférences à un plasmon dont l'enveloppe a été fittée par une exponentielle de la forme $e^{-|\delta|/L_0}$.*

De même, on déduit de l'enveloppe des interférences plasmoniques (4.15 (B)) le temps de cohérence du plasmon : $\tau_{SPP} = 5.3 \pm 0.5$ ps.

Les temps de cohérence mesurés pour les photons et pour les plasmons sont similaires, ils semblent montrer qu'il n'y a pas de processus déphasants nuisant à la cohérence du plasmon. Cependant, les incertitudes de nos mesures ne permettent pas de valider avec certitude cette affirmation. Ce résultat est toutefois cohérent avec les observations de Sonnichsen *et al.* (145) reportant l'absence de processus de pur déphasages pour des plasmons dans des nanobâtonnets.

4.5 Résumé

Nous avons mis en évidence de façon expérimentale la nature duale du plasmon de surface. Pour ce faire, nous avons tout d'abord mis au point une source de photons annoncés basée sur l'émission de paires par fluorescence paramétrique d'un cristal. L'efficacité de la source à produire des états de photons uniques a été mesurée à partir de l'évaluation de la fonction d'autocorrélation en intensité à délai nul à l'aide d'un montage du type HBT. Nous avons ainsi obtenu des valeurs de $g^{(2)}(0)$ de 0.03 ± 0.07 ce qui correspond à une probabilité d'avoir des photons uniques de 99%. Nous avons ensuite observé le comportement ondulatoire des photons uniques et mesuré des franges en opposition de phase en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

Nous nous sommes ensuite servis de cette source de photons uniques pour générer des plasmons uniques en utilisant les convertisseurs plasmoniques de la plateforme développée dans le chapitre 2. À l'aide d'une séparatrice plasmonique, nous avons observé un regroupement statistique des plasmons de surface, signature d'un comportement corpusculaire des plasmons. Nous avons mesuré des valeurs de $g^{(2)}(0)$ pouvant atteindre 0.03 ± 0.06 . Puis nous avons testé le comportement ondulatoire du plasmon unique en faisant interférer deux modes plasmoniques à un plasmon dans une superposition d'état au niveau de la séparatrice plasmonique. Nous avons mesuré sur chaque voie de sortie de l'interféromètre des franges d'interférences décalées en phase l'une par rapport à l'autre de 120° . Ce déphasage s'explique par les pertes de la séparatrice plasmonique qui permet une différence de phase entre les facteurs complexes de réflexion r et de transmission t de la séparatrice plasmonique différent de 90° .

À l'aide de ces deux expériences menées sur le dispositif plasmonique décrit dans le chapitre 2, nous avons mis en évidence la nature dual du plasmon de surface.

Nous avons conclu ce chapitre par une comparaison entre la longueur de cohérence du plasmon avec celle du photon. Ces dernières ont été obtenues à partir de l'enveloppe des interférogrammes obtenus précédemment. Le temps de cohérence du photon et du plasmon déduits des mesures sont concordants (~ 5 ps) de sorte que nous n'avons pas observé de processus déphasants. Toutefois, l'incertitude sur les mesures ne nous permet pas d'affirmer qu'aucun processus déphasants n'est intervenu. Il faudrait augmenter l'effet de tels processus pour pouvoir les détecter (s'ils existent) avec notre instrument de mesure de façon fiable.

Nous allons maintenant nous intéresser à un autre phénomène quantique : l'intrication entre deux particules et plus particulièrement entre un plasmon de surface et un photon.

Chapitre 5

Intrication photon-plasmon

Une des propriétés les plus intrigantes des systèmes quantiques est la possibilité d'intriquer des particules entre elles. L'intrication a éveillé beaucoup de curiosité et d'attention car elle a longtemps mis à l'épreuve la théorie quantique. Elle est à la base de nombreuses applications en informatique quantique (3), permet la téléportation d'états quantiques (146) et est nécessaire à certains protocoles de cryptographie quantique (2). Pour toutes ces applications, l'utilisation de structures plasmoniques est une piste envisagée pour contrôler les interactions lumière-matière à petite échelle et la conservation de l'intrication après conversion d'un photon en plasmon est essentielle. De nombreux groupes ont d'ailleurs observé la préservation des corrélations quantiques liées à l'intrication après conversion plasmonique (11; 12; 13; 14) mais aucune n'utilise directement l'intrication entre le photon et le plasmon.

Nous nous proposons dans ce chapitre de réaliser une expérience où l'on utilise l'intrication entre un photon (dit photon corroboratif) et un plasmon afin de contrôler le résultat d'expériences plasmoniques à partir d'une mesure sur le photon corroboratif. L'arrangement expérimental est tel que suivant la mesure que l'on effectue sur la polarisation du photon corroboratif, nous observons la présence ou l'absence d'interférences au niveau de la plateforme plasmonique.

Nous allons tout d'abord présenter la source de photons intriqués utilisée et la caractériser avec le test des inégalités de Bell. Pour optimiser le réglage de la source, une mesure partielle des grandeurs permettant de vérifier la violation du paramètre de Bell est suffisante et plus directe que la mesure du paramètre de Bell. Nous allons présenter cette mesure partielle à laquelle nous nous référerons dans la suite sous le nom de "test des polariseurs diagonaux". Puis, nous étudierons la possibilité de faire des interférences plasmoniques par mesure projective sur un photon intriqué avec un plasmon. Nous présenterons les résultats obtenus expérimentalement et leur analyse. Finalement, nous présenterons une démarche pour finaliser la caractérisation complète de l'état en sortie du montage en supposant l'état pur en sortie du montage et démontrerons l'intrication photon-plasmon.

5.1 Source de photons intriqués post-sélectionnés

5.1.1 Etats intriqués en polarisation

Dans le Chapitre 1, nous avons déjà évoqué les états intriqués et les avons décrit comme des états de deux systèmes ou plus dont la fonction d'onde ne peut pas être factorisée en sous-fonctions décrivant chaque système indépendamment.

Nous nous intéressons ici plus précisément à des paires de photons intriqués en polarisation. Les états possibles du photon 1 décrivent l'espace hilbertien \mathcal{E}_1 et les états possibles du photon 2 décrivent l'espace \mathcal{E}_2 . Les états décrivant le système $\{\text{photon1}, \text{photon2}\}$ appartiennent donc à l'espace $\mathcal{E}_1 \otimes \mathcal{E}_2$.

L'espace des polarisations dans l'espace libre étant un espace à deux dimensions, l'espace des états de polarisation pour le système $\{\text{photon1}, \text{photon2}\}$ possède 4 dimensions. Une base naturelle de cet espace est $\{|HH\rangle, |HV\rangle, |VH\rangle, |VV\rangle\}$.

Il existe une autre base pour décrire l'état de polarisation du système $\{\text{photon1}, \text{photon2}\}$ particulièrement intéressante pour notre étude qui est constituée des 4 états de Bell $\{|\psi^+\rangle, |\psi^-\rangle, |\phi^+\rangle, |\phi^-\rangle\}$ définis ainsi :

$$|\psi\rangle^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1V_2\rangle \pm |V_1H_2\rangle) \quad (5.1)$$

$$|\phi\rangle^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1H_2\rangle \pm |V_1V_2\rangle) \quad (5.2)$$

Le critère du paramètre de Bell permet (entre autres) de mesurer le degré d'intrication de paires de photons intriqués sur leurs états de polarisation. Cela implique dans le cadre de la réalisation expérimentale du test des inégalités de Bell que les photons des paires doivent être indiscernables mis à part leur polarisation.

5.1.2 Source de photons intriqués post-sélectionnés

La source de photons intriqués par mesure projective repose sur une idée simple. Nous partons d'une source de paires de photons de polarisations orthogonales comme celle présentée dans le Chapitre 3. Les photons de chaque paire sont séparés puis recombinaés au niveau d'une séparatrice 50 : 50 équilibrée, comme illustré dans la figure 5.1. Le photon de polarisation horizontale (respectivement le photon de polarisation verticale) arrive sur la séparatrice dans le mode 1' (respectivement 2'). Les modes de sorties de la séparatrice sont notés 1 et 2. Les opérateurs création et annihilation pour les champs monomodes l (pour ω et \mathbf{k} donnés) avec $l \in \{1', 2', 1, 2\}$ et pour la polarisation λ s'écrivent $\hat{a}_{\lambda,l}^\dagger$ et $\hat{a}_{\lambda,l}$. Ils sont liés à l'opérateur champ $\hat{\mathbf{E}}_l$ de la façon suivante (71) :

$$\hat{\mathbf{E}}_l(\chi) = \hat{\mathbf{E}}_l^{(+)}(\chi_l) + \hat{\mathbf{E}}_l^{(-)}(\chi_l) = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}} \left(\hat{a}_{\lambda,l} e^{-i\chi_l} + \hat{a}_{\lambda,l}^\dagger e^{i\chi_l} \right) \mathbf{e}_\lambda \quad (5.3)$$

où χ_l vaut $\omega t - \mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \pi/2$, ω est la fréquence du champ, ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, \mathbf{e}_λ est le vecteur polarisation unitaire et V est le volume modal .

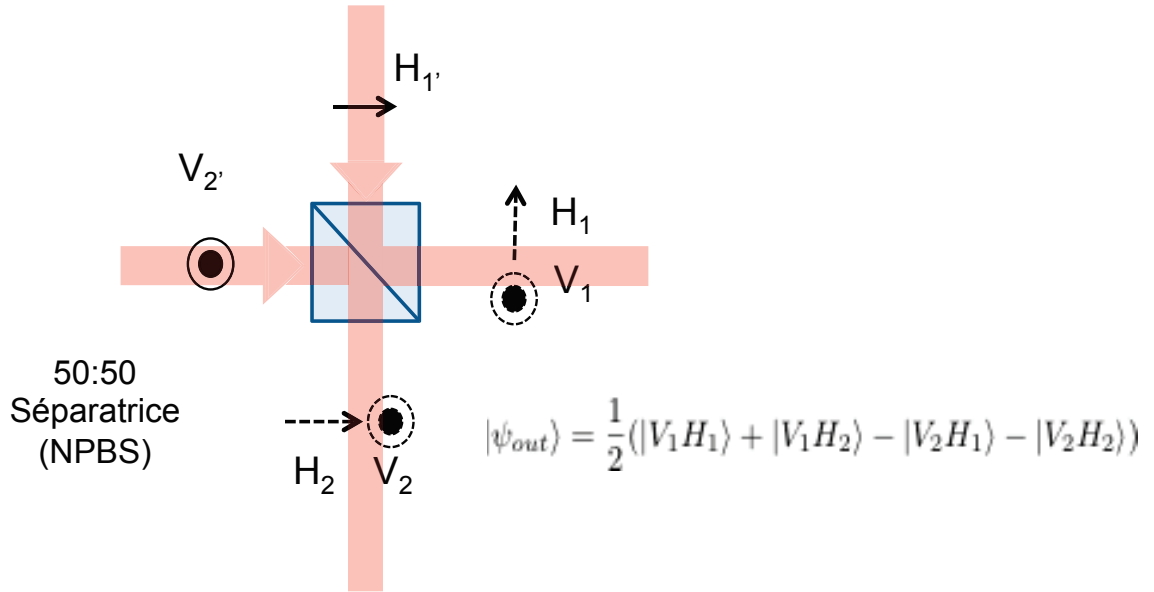


FIGURE 5.1 – Principe de fonctionnement de la source de photons intriqués en polarisation.

La séparatrice est supposée asymétrique ($r_{1'} = -r_{2'}$)¹, équilibrée ($|r| = |t|$) et sans pertes ($|r|^2 + |t|^2 = 1$), de sorte que la transformation effectuée par la séparatrice sur les modes d'entrée et de sortie est décrite par la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_1^\dagger \\ \hat{a}_2^\dagger \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_{1'}^\dagger \\ \hat{a}_{2'}^\dagger \end{pmatrix}$$

L'état en sortie de la séparatrice s'écrit :

$$\begin{aligned} \hat{a}_{H,1'}^\dagger \hat{a}_{V,2'}^\dagger |0\rangle &= |1_{H,1'}, 1_{V,2'}\rangle \\ &= \frac{1}{2}(|1_{H,1}, 0_{H,2}\rangle - |0_{H,1}, 1_{H,2}\rangle)(|1_{V,1}, 0_{V,2}\rangle + |0_{V,1}, 1_{V,2}\rangle) \\ &= \frac{1}{2}(|1_{V,1}, 0_{V,2}\rangle |1_{H,1}, 0_{H,2}\rangle + |1_{H,1}, 0_{H,2}\rangle |0_{V,1}, 1_{V,2}\rangle \\ &\quad - |1_{V,1}, 0_{V,2}\rangle |0_{H,1}, 1_{H,2}\rangle - |0_{H,1}, 1_{H,2}\rangle |0_{V,1}, 1_{V,2}\rangle) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Pour alléger l'écriture de l'état, nous allons simplifier la notation de l'état en ne gardant que les états occupés par un photon unique et nous allons noter $|\psi_{out}\rangle$ l'état final en sortie du cube :

$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{2}(|V_1H_1\rangle + |H_1V_2\rangle - |V_1H_2\rangle - |H_2V_2\rangle) \quad (5.5)$$

L'état $|\psi_{out}\rangle$ est un mélange de 4 états : $|V_1H_1\rangle$, $|H_1V_2\rangle$, $|V_1H_2\rangle$ et $|H_2V_2\rangle$. Mais il ne représente pas pour l'instant un état intriqué, c'est-à-dire un état non factorisable. En ne considérant que les

1. Notons ici que nous avons choisi un modèle de séparatrice asymétrique (avec des coefficients réels) où le facteur de réflexion en amplitude du mode 1' vaut l'opposé du facteur de réflexion en amplitude du mode 2'. Ceci correspond en principe à la réalité expérimentale du coupleur fibré, bien que nous allons devoir vérifier expérimentalement cette affirmation.

états avec un photon sur chaque voie 1 et 2, nous sélectionnons *a posteriori* les termes $|H_1V_2\rangle$ et $|V_1H_2\rangle$. Ainsi, en plaçant des détecteurs en sortie des voies 1 et 2 et en mesurant des événements simultanés (les coïncidences), nous post-sélectionnons les événements de photodétection. Après post-sélection des coïncidences, l'état renormalisé de la source est alors de la forme d'un état intriqué en polarisation $|\psi^-\rangle$:

$$|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1V_2\rangle - |V_1H_2\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle - |VH\rangle) \quad (5.6)$$

Nous avons ainsi construit une source de photons intriqués post-sélectionnés par mesure projective.

5.1.3 Montage expérimental et réglages de la source intriquée

En pratique, pour construire la source de photons intriqués, nous nous sommes servis des briques élémentaires constituant la source de paires de photons du chapitre 3 et nous nous sommes inspirés de l'article de Kuklewicz *et al.* (137; 147). Le montage est donné dans la figure 5.2.

Montage expérimental

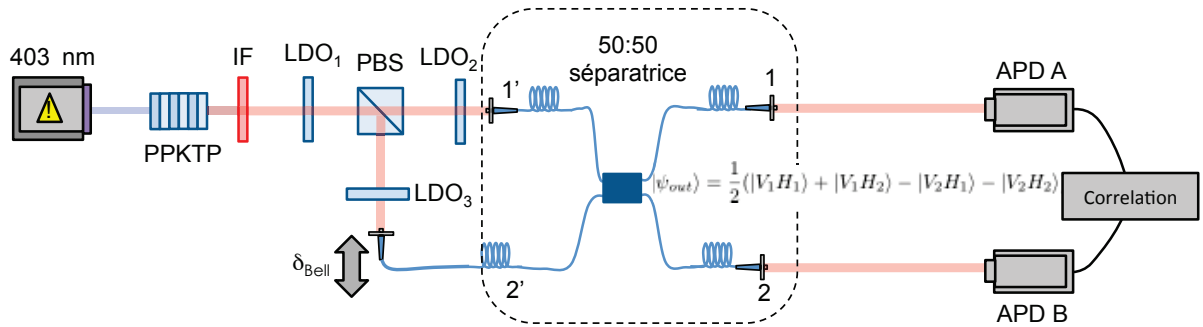


FIGURE 5.2 – Montage expérimental de la source de photons intriqués post-sélectionnée par mesure projective. Ce montage est similaire au montage expérimental mis en place pour effectuer l'expérience d'Hong-Ou-Mandel à la différence près que les lames d'onde LDO₁ et LDO₂ sont orthogonales de façon à ce que les modes incidents sur la séparatrice fibrée correspondent à des polarisations orthogonales. Le montage dans ce schéma (en excluant les détecteurs) sera appelé par la suite "source EPR" en référence au paradoxe d'Einstein Podolsky Rosen où ces derniers présentent les états intriqués.

La diode laser à 403 nm pompe le cristal de PPKTP qui produit des paires de polarisations orthogonales tout au long de la propagation de la pompe dans le cristal. Chaque photon de la paire est séparé spatialement de l'autre grâce à un cube séparateur de polarisation (PBS). L'état de polarisation incident sur le cube est ajusté grâce à la lame d'onde LDO₁. Les modes de sortie du PBS sont envoyés sur une séparatrice 50 :50 fibrée avec des fibres monomodes à maintien de polarisation. La polarisation incidente dans chaque port d'entrée du coupleur fibré (respectivement 1' et 2') est réglée par les lames d'onde LDO₂ et LDO₃. Une platine de translation est placée sur l'entrée du mode 2' et permet de régler la différence de marche δ_{Bell} entre les deux bras

recombinés au niveau de la séparatrice fibrée. La séparatrice permet de combiner les modes d'entrée en deux modes superposés déphasés de π sur les voies de sortie 1 et 2 du coupleur fibré. Le photon de polarisation horizontale $|H\rangle$ (respectivement de polarisation verticale $|V\rangle$) est injecté dans le mode 1' (respectivement 2'). En sortie de la séparatrice, des détecteurs (APD A et APD B) sont positionnés sur les voies 1 et 2 pour faire la post-sélection par mesure projective de l'état intriqué.

Réglage de la source de photons intriqués

Nous souhaitons nous rapprocher expérimentalement le plus possible de l'état intriqué de l'expression (5.6) qui a été défini pour deux photons dans des champs monomodes partageant la même pulsation ω et le même vecteur d'onde \mathbf{k} , mais de polarisations orthogonales. Nous allons donc nous assurer que nous sélectionnons spatialement le même vecteur d'onde pour chacun des modes issus du cristal. Pour cela, nous collectons les modes en les injectant dans les fibres monomodes et à maintien de polarisation de la séparatrice fibrée. Le laser qui pompe le cristal est monochromatique (de pulsation ω_p) mais l'accord de phase dans le cristal permet la création de différentes paires de photons de pulsations (ω_1, ω_2) telles que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_p$, ce qui implique un élargissement du spectre des photons issus du cristal. La largeur spectrale des photons de fluorescence est de $\delta\lambda = 2\text{nm}$, ce qui nous écarte du cas théorique monochromatique. Néanmoins, nous pouvons rendre les spectres des photons les plus similaires possibles en réglant la température du cristal de PPKTP afin de garantir la dégénérescence en pulsation des photons.

Le fait que les photons aient une largeur spectrale non nulle implique que ceux-ci sont décrits par des paquets d'onde qui leur donne une dépendance temporelle. A retard nul entre les deux photons, les effets liés au caractère polychromatique des photons disparaissent comme dans le cas de l'obtention de la teinte plate au contact optique dans un interféromètre de Michelson. Lorsque le recouvrement temporel des paquets d'onde est parfait, les effets destructifs des interférences entre les différentes longueurs d'onde ne jouent plus de rôle. Une description complète du problème passe par l'étude du paquet d'onde des photons émis dans le cristal à des instants t et $t + \tau$ (142) :

$$|\psi(t, t + \tau)\rangle = \int d\omega \phi(\omega, \omega_p - \omega) e^{i\omega(t+\tau)} e^{i(\omega_p - \omega)t} |\omega, \omega_p - \omega\rangle \quad (5.7)$$

où ϕ est une fonction piquée sur $\omega_p/2$ qui pondère l'amplitude de probabilité de création des paires de pulsations $(\omega, \omega_p - \omega)$ dans le cristal par conversion paramétrique.

La superposition des paquets d'onde par la séparatrice fait apparaître la transformée de Fourier de ϕ en τ , $G(\tau) = \int d\omega \phi(\omega_p/2 + \omega, \omega_p/2 - \omega) e^{i\omega\tau}$ qui traduit le recouvrement temporel des paires de photons à τ (24). Le recouvrement temporel (ou l'indiscernabilité temporelle des paires) traduit donc la possibilité ou non de faire interférer les champs au niveau de la séparatrice afin de créer une superposition cohérente d'états nécessaires à l'obtention d'un état intriqué.

L'indiscernabilité temporelle des paires

Le cristal émet des paires de photons possédant respectivement une polarisation horizontale (H) et une polarisation verticale (V). Le recouvrement temporel des fonctions d'onde du photon H et du photon V correspond à obtenir l'indiscernabilité temporelle des photons quelle que soit leur

polarisation. Pour donner une image intuitive de ce réglage nous allons adopter une représentation corpusculaire des photons émis par le cristal. Ainsi, nous considérons que des paires de photons de polarisation horizontale H et verticale V émises tout au long de notre cristal. Pour obtenir l'indiscernabilité temporelle des paires, nous cherchons à effacer la corrélation entre l'information temporelle des photons et la polarisation des photons.

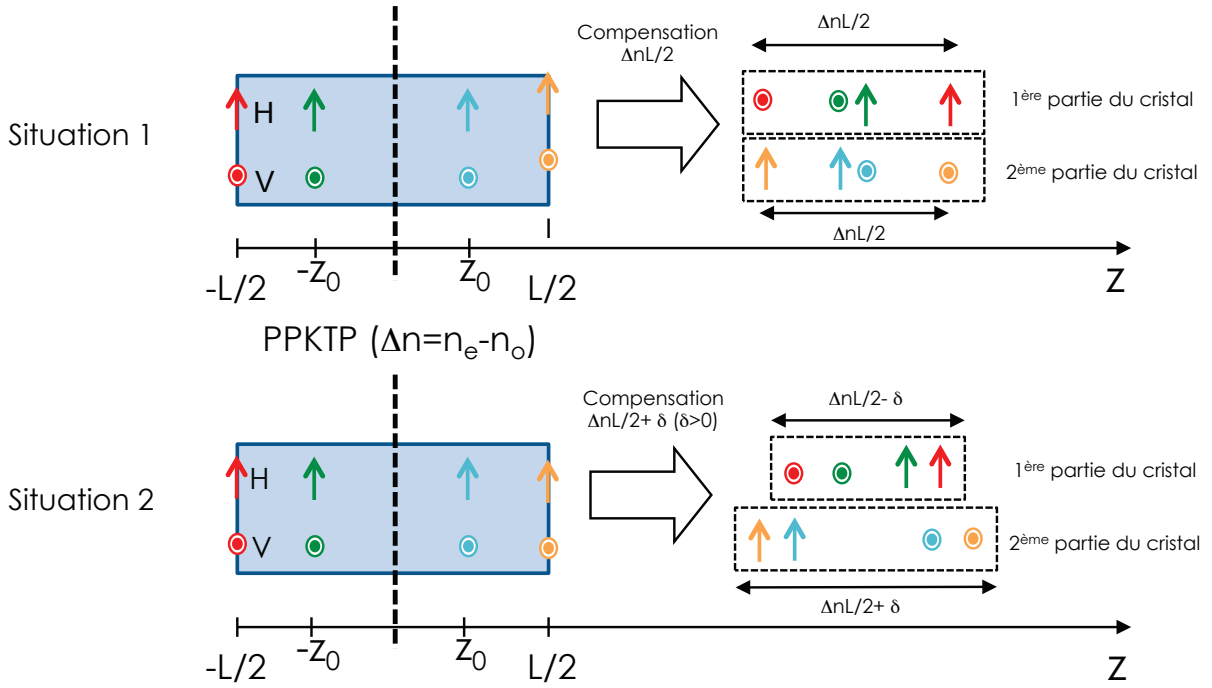


FIGURE 5.3 – Lien entre la compensation et la largeur temporelle de la fonction d'onde du photon généré dans le cristal.

Les photons de polarisation horizontale H se propagent dans le cristal de longueur L à la vitesse c/n_o et les photons de polarisation verticale V se propagent à la vitesse c/n_e . Comme $n_e > n_o$, les photons de polarisation H sortent toujours en avance par rapport aux photons de polarisation V, les instants de détections des deux photons des paires sont corrélés avec la polarisation des photons à ce stade. Pour effacer cette corrélation, nous avons recours à une astuce qui consiste à allonger le chemin optique du photon de polarisation H de $\Delta nL/2$ où $\Delta n = n_e - n_o$. De cette façon, la première partie du cristal produit des paires séparées d'intervalles de temps variables entre 0 et $\Delta nL/2$ où le premier photon à être détecté est le photon de polarisation H. La deuxième partie du cristal produit également des paires également séparées d'intervalles de temps variables entre 0 et $\Delta nL/2$ mais où le premier photon de la paire à être détecté est le photon de polarisation V. L'écart temporel entre les photons des paires ne procurent donc plus aucune information sur la polarisation des photons et tous les photons sont donc indiscernables temporellement.

Pour illustrer la compensation des paires du cristal, nous allons considérer la figure 5.3. Dans la première situation, nous considérons les deux paires (verte et bleue) de photons générés en deux endroits symétriques (z_0 et $-z_0$) par rapport au centre du cristal. La paire verte est créée dans la première moitié du cristal en $-z_0$. En sortie du cristal le photon H est en avance sur le photon V de $\frac{\Delta n}{c}(L/2 + z_0)$. La paire bleue est créée dans la deuxième moitié du cristal en z_0 .

En sortie du cristal le photon H est en avance sur le photon V de $\frac{\Delta n}{c}(L/2 - z_0)$. On voit alors que si on peut compenser le retard pour le couple de paires symétriques d'une valeur de $\frac{\Delta n}{c}\frac{L}{2}$, on permet aux photons de chaque paire d'être espacés du même intervalle $|\frac{\Delta n}{c}z_0|$ tout en inversant l'ordre d'arrivée des polarisations entre les paires. Ce même raisonnement peut s'appliquer à tout couple de points localisés symétriquement de part et d'autre du centre du cristal dont les retards seront donc toujours inférieurs à $\frac{\Delta n}{c}\frac{L}{2}$ (écart maximal obtenu pour les paires rouge et orange). Les paires provenant du cristal ont ainsi perdu l'information temporelle liée à la polarisation, ce qui les rend indiscernables temporellement lorsque la compensation en chemin est d'exactly $\frac{\Delta n L}{2}$. Dans la deuxième situation, on surcompense le retard en sortie du cristal d'une valeur $\delta > 0$ par rapport à $\Delta n \frac{L}{2c}$. On constate alors que l'intervalle maximal autorisé entre des paires provenant des lieux extrêmes du cristal est de $\frac{\Delta n}{c}(\frac{L}{2} + \delta)$ pour la polarisation horizontale et de $\Delta n \frac{L}{2} - \delta$ pour la polarisation verticale. Si l'intervalle de temps entre les paires est compris entre $\Delta n \frac{L}{2} - \delta$ et $\Delta n \frac{L}{2} + \delta$, on sait alors forcément que les paires proviennent de la deuxième partie du cristal et que le premier photon détecté est forcément de polarisation V . On a donc retrouvé une corrélation entre l'intervalle de temps entre les photons des paires et leur polarisation et les photons sont identifiables temporellement, ce qui réduit le recouvrement temporel de la superposition.

En pratique, l'indiscernabilité temporelle des paires est obtenue par compensation du retard des photons verticaux avec une longueur $\Delta z = \Delta n \frac{L}{2}$ comme illustré sur le schéma 5.4. Nous noterons $\delta_{\text{Bell}} = \Delta z - \Delta n \frac{L}{2}$ la différence de marche entre les deux photons. Nous avons choisi de séparer spatialement les photons verticaux et horizontaux et d'introduire une ligne à retard sur le trajet des photons horizontaux afin de régler le retard de $\Delta z = \Delta n \frac{L}{2}$ avant de les recombiner directement sur une séparatrice 50 :50. La séparatrice 50 :50 permet de créer la superposition d'état nécessaire à la production de l'état intriqué. Si Δz est assez différent de $\Delta n \frac{L}{2} \sim 1\text{mm}$, les paires restent corrélées en polarisation et en temps et il n'y a pas recouvrement temporel des photons. Dans ce cas, l'état en sortie du cristal est un état intriqué en polarisation et en temps, il se comportera comme un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$ pour un instrument de mesure qui ne prend pas en compte les corrélations à différents instants. Ce paramètre δ_{Bell} peut alors servir de curseur pour régler l'état de la source de façon à produire un état qui se comportera comme un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$ ($|\delta_{\text{Bell}}| \geq 1\text{mm}$) ou un état intriqué $|\psi^-\rangle$ ($\delta_{\text{Bell}} = 0$) pour une mesure qui ne prend pas en compte les corrélations temporelles.

Il est cependant difficile en pratique de régler les chemins pour avoir $\Delta z = \Delta n \frac{L}{2} \sim 1\text{mm}$ de façon exacte. La précision que nous possédons sur le positionnement des optiques et la connaissance que nous avons sur la longueur du cristal et sur les indices du cristal sont limitant pour faire ce réglage. Il est donc nécessaire de trouver une astuce expérimentale pour régler $\delta_{\text{Bell}} = 0$.

5.1.4 Caractérisation de la source de photons intriqués

Nous allons à présent caractériser notre source de photons intriqués avec le test des inégalités de Bell. Pour nous garantir d'avoir un état intriqué le mieux préparé possible, nous optimisons tout d'abord l'indiscernabilité des photons en les faisant interférer au niveau de la séparatrice fibrée de façon à obtenir le meilleur contraste d'interférences d'Hong-Ou-Mandel (HOM). Nous changeons

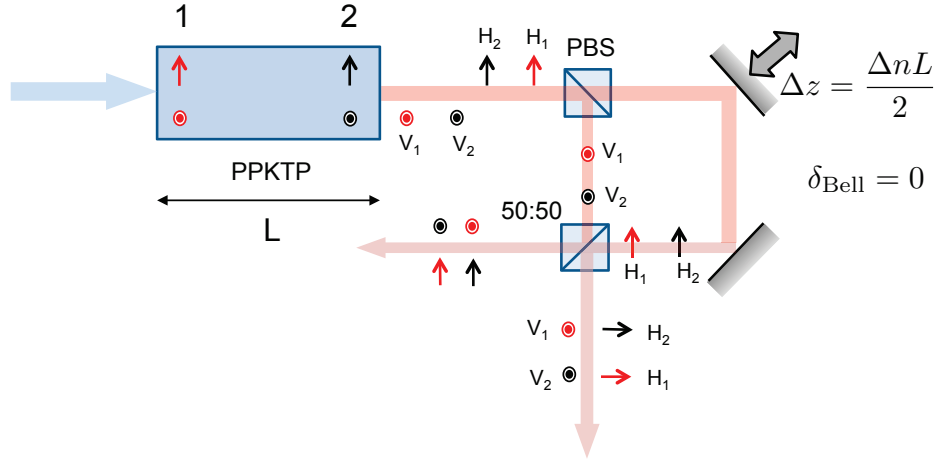


FIGURE 5.4 – *Fonctionnement de la compensation temporelle entre les paires issues du cristal pour faire une source de photons intriqués. Le coupleur fibré a été représenté par un cube 50 :50 pour plus de lisibilité.*

ensuite la polarisation d'un des photons de façon à avoir des paires des photons de polarisations orthogonales. Ce changement décale la compensation temporelle effectuée pour l'effet HOM car la séparatrice fibrée est constituée de fibres biréfringentes et des polarisations orthogonales dans les fibres se propagent sur des axes orthogonaux des fibres d'indice de réfraction différents. Il est donc nécessaire de trouver un moyen de rétablir l'indiscernabilité temporelle des paires. Nous utilisons pour cela une mesure partielle des paramètres de l'état intriqué qui nous permet d'optimiser la préparation de notre état en temps réel avant d'effectuer la mesure du paramètre de Bell. Cette mesure partielle consiste à post-sélectionner des états de polarisation diagonaux en sortie de la séparatrice où a lieu la superposition des photons, à la manière d'une gomme quantique (148). Dans la suite du manuscrit, nous avons appelé ce test préliminaire : le test des polariseurs diagonaux.

Test des polariseurs diagonaux

Le test consiste à envoyer chacun des photons issus de la source de paires de photons intriqués (ou source EPR pour Einstein Podolsky Rosen) vers des polariseurs orientés à $\pm\pi/4$ (POL1 et POL2). Un schéma général de l'expérience est donné dans la figure 5.5.1. La probabilité de compter des coïncidences après les deux polariseurs en position diagonales est différente pour un état intriqué et pour un mélange de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$. En mesurant l'évolution du taux de coïncidences après les polariseurs tout en faisant varier la différence de marche δ_{Bell} , nous pouvons optimiser l'indiscernabilité temporelle jusqu'à obtenir les taux attendus dans le cas intriqué, ce qui nous donnera une bonne indication sur le réglage de la source.

Nous allons maintenant écrire théoriquement les résultats attendus dans la configuration des polariseurs diagonaux pour un état de paires intriquées et pour un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$.

Pour commencer, partons d'une description générale des polariseurs. L'orientation des polariseurs selon un angle α permet de projeter l'état incident sur un état du type $|H_\alpha\rangle$. Les états $|H_\alpha\rangle$ et $|V_\alpha\rangle$

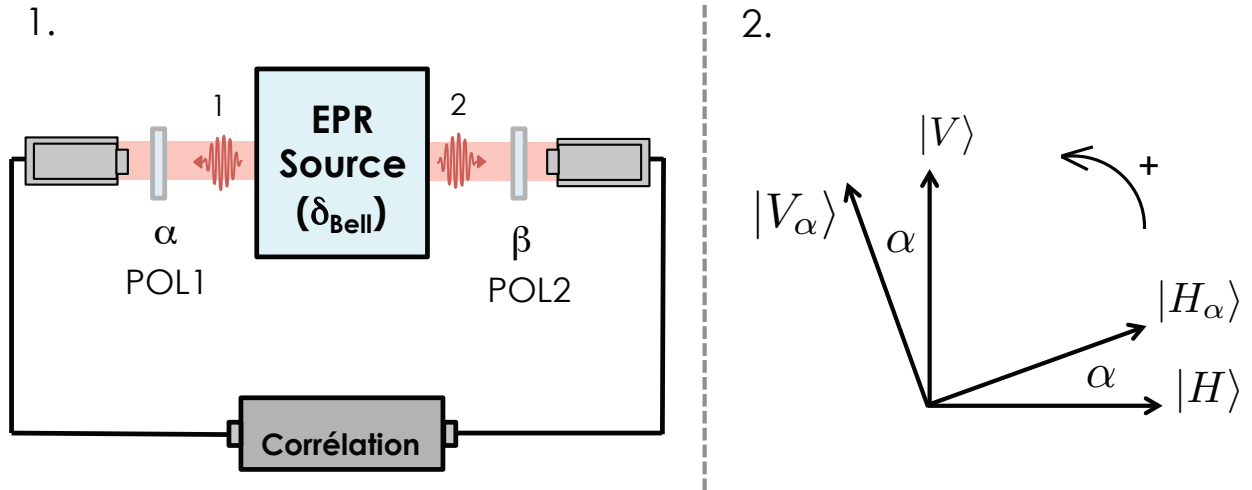


FIGURE 5.5 – 1. Montage de caractérisation de la source de photons intriqués. Il permet de faire le test des polariseurs diagonaux et le test des inégalités de Bell. **2.** Rotation d'un angle α de la base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ vers la base $\{|H_\alpha\rangle, |V_\alpha\rangle\}$.

sont définis comme étant les directions des polariseurs tournés de α par rapport aux directions horizontale et verticale respectivement. Le schéma de la Fig.5.5.2 permet de visualiser ces nouveaux états. Ainsi les états $|H_\alpha\rangle$ et $|V_\alpha\rangle$ se définissent par rapport à $|H\rangle$ et $|V\rangle$ de la façon suivante :

$$|H_\alpha\rangle = \cos(\alpha)|H\rangle + \sin(\alpha)|V\rangle \quad (5.8)$$

$$|V_\alpha\rangle = -\sin(\alpha)|H\rangle + \cos(\alpha)|V\rangle \quad (5.9)$$

Pour un état donné de la source, les taux de coïncidences mesurés en sortie des polariseurs pour les angles α et β sont proportionnels à la probabilité de mesurer le photon 1 dans l'état de polarisation $|H_\alpha\rangle$ et le photon 2 dans l'état de polarisation $|V_\beta\rangle$.

Ainsi, pour l'état intriqué $|\psi^\pm\rangle$, nous trouvons que la probabilité de mesurer le photon 1 dans l'état de polarisation $|H_\alpha\rangle$ et le photon 2 dans l'état de polarisation $|V_\beta\rangle$ est :

$$\begin{aligned} P_{\psi^\pm}(H_\alpha, V_\beta) &= |\langle H_\alpha V_\beta | \psi^\pm \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2} \cos^2(\alpha \pm \beta) \end{aligned} \quad (5.10)$$

Ce résultat montre que pour un tel état $|\psi^\pm\rangle$, le maximum de corrélation est indépendant de la valeur de α intrinsèque ou de β . Le paramètre pertinent dans ces corrélations est en réalité l'angle relatif $\alpha - \beta$ (ou $\alpha + \beta$ selon l'état $|\psi^\pm\rangle$ considéré).

Intéressons nous maintenant au cas particulier des polariseurs placés à $\pm\pi/4$ et notons l'état de polarisation diagonal $|D\rangle = |H_{\pi/4}\rangle = |V_{-\pi/4}\rangle$ et l'état de polarisation antidiagonal $|A\rangle = |H_{-\pi/4}\rangle = |V_{\pi/4}\rangle$. Nous pouvons calculer $P_{\psi^\pm}(D, D)$, $P_{\psi^\pm}(D, A)$, $P_{\psi^\pm}(A, D)$ et $P_{\psi^\pm}(A, A)$ pour les états $|\psi^\pm\rangle$.

En se servant de la formule (5.10), on trouve pour $|\psi^+\rangle$:

$$- P_{\psi^+}(D, D) = 1/2$$

- $P_{\psi^+}(D, A) = 0$
- $P_{\psi^+}(A, D) = 0$
- $P_{\psi^+}(A, A) = 1/2$

Pour l'état $|\psi^+\rangle$, on trouve des maxima de corrélations pour les polariseurs parallèles et des minimas pour les polariseurs croisés.

et pour $|\psi^-\rangle$:

- $P_{\psi^-}(D, D) = 0$
- $P_{\psi^-}(D, A) = 1/2$
- $P_{\psi^-}(A, D) = 1/2$
- $P_{\psi^-}(A, A) = 0$

Pour l'état $|\psi^-\rangle$, on trouve des maxima de corrélations pour les polariseurs croisés et des minimas pour les polariseurs parallèles. Ces probabilités nous permettent de déterminer sans ambiguïté un critère pour distinguer un état $|\psi^+\rangle$ d'un état $|\psi^-\rangle$.

Dans le cas où les paires sont discernables temporellement, l'état de la source peut être décrit comme un mélange statistique de paires où les paires $|HV\rangle$ sont décorréliées des paires $|VH\rangle$. Ce mélange peut être décrit par une probabilité p_1 de trouver une paire $|HV\rangle$ et une probabilité p_2 de trouver une paire $|VH\rangle$. La matrice densité ρ_{stat} qui décrit ce mélange de paires s'écrit :

$$\rho_{stat} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = p_1 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + p_2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

où la matrice est exprimée dans la base $\{|HH\rangle, |HV\rangle, |VH\rangle, |VV\rangle\}$.

Dans le cas du mélange statistique la probabilité $P_{stat}(H_\alpha, V_\beta)$ se déduit de l'opérateur densité $\hat{\rho}_{stat}$ décrivant l'état mixte de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$. En appelant $\hat{P}_{stat}(H_\alpha, V_\beta) = |H_\alpha V_\beta\rangle\langle H_\alpha V_\beta|$ l'opérateur projection sur l'état $|H_\alpha V_\beta\rangle$, on a $P_{stat}(H_\alpha, V_\beta) = \langle \rho_{stat} | \hat{P}_{stat}(H_\alpha, V_\beta) \rangle$ et on peut écrire

$$\begin{aligned} P_{stat}(H_\alpha, V_\beta) &= \langle \rho_{stat} | \hat{P}_{stat}(H_\alpha, V_\beta) \rangle \\ &= p_1 \langle HV | \hat{P}_{stat}(H_\alpha, V_\beta) | HV \rangle + p_2 \langle VH | \hat{P}_{stat}(H_\alpha, V_\beta) | VH \rangle \\ &= p_1 |\langle H_\alpha, V_\beta | HV \rangle|^2 + p_2 |\langle H_\alpha, V_\beta | VH \rangle|^2 \end{aligned} \tag{5.11}$$

$$\tag{5.12}$$

Nous pouvons donc décomposer de façon indépendante la contribution des probabilités de trouver $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$ et les sommer de façon incohérente.

$$\begin{aligned} P_{HV}(H_\alpha, V_\beta) &= |\langle H_\alpha V_\beta | HV \rangle|^2 \\ &= \cos^2(\alpha) \cos^2(\beta) \end{aligned} \tag{5.13}$$

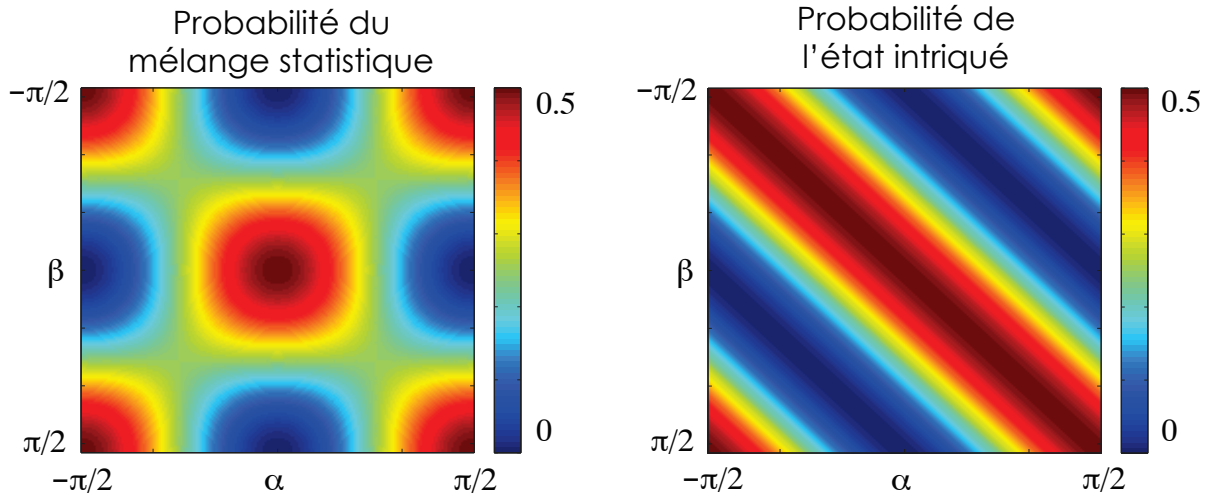


FIGURE 5.6 – Cartographie de la probabilité de détection du photon 1 dans la polarisation H_α et du photon 2 dans la polarisation V_β en fonction de valeurs de α et β comprises entre 0 et $\pi/2$.

De même, on trouve :

$$P_{VH}(H_\alpha, V_\beta) = \sin^2(\alpha) \sin^2(\beta) \quad (5.14)$$

La probabilité $P_{stat}(H_\alpha, V_\beta) = p_1 P_{HV}(H_\alpha, V_\beta) + p_2 P_{VH}(H_\alpha, V_\beta) = (p_1 \cos^2(\alpha) \cos^2(\beta) + p_2 \sin^2(\alpha) \sin^2(\beta))$. Avec $p_1 = 1/2 = p_2$, on a alors :

$$\begin{aligned} P_{stat}(H_\alpha, V_\beta) &= p_1 P_{HV}(H_\alpha, V_\beta) + p_2 P_{VH}(H_\alpha, V_\beta) \\ &= \frac{1}{2} \cos^2(\alpha - \beta) - \frac{\sin(2\alpha) \sin(2\beta)}{4} \end{aligned} \quad (5.15)$$

On remarque que cette fois-ci le résultat dépend des angles α et β de façon indépendante et ne dépend plus seulement de leur différence. Une représentation des probabilités de coïncidences en fonction de α et β pour le mélange statistique et pour l'état intriqué est donnée dans la figure 5.6. Pour le mélange statistique, la représentation des valeurs possibles des probabilités en fonction de α et β montre clairement une dépendance en fonction de chacun des paramètres et forme un motif en réseau 2D. En revanche, la représentation des probabilités pour l'état intriqué est radicalement différente. On observe une invariance de la probabilité pour la variable $\alpha - \beta$ ce qui produit les lignes anti-diagonales.

Si on prend les valeurs particulières $\alpha = \beta = 0$ ou $\alpha = \beta = \pi/2$ (projection de l'état dans la base (H, V)), on obtient $P_{\psi^\pm} = 1/2 = P_{stat}$ ce qui correspond à mesurer des paires HV ou VH la moitié du temps. Dans cette base, nous ne sommes pas en mesure de distinguer les deux types d'états. En revanche, si $\alpha = \beta = \pi/4$ ou $-\pi/4$ (projection dans la base (D, A)), $P_{\psi^\pm} = 1/2$ ou 0 alors que $P_{stat} = 1/4$. La probabilité obtenue dans le cas du mélange statistique correspond à une probabilité qui suit un raisonnement classique. En effet, on s'attendrait à ce que chaque photon de la paire ait une chance sur deux d'être détecté après un polariseur diagonal ou antidiagonal. De plus, étant donné que les photons sont décorrélés et les événements de détection sont indépendants, la probabilité d'avoir une coïncidence est donnée par le produit $1/2 \times 1/2 = 1/4$.

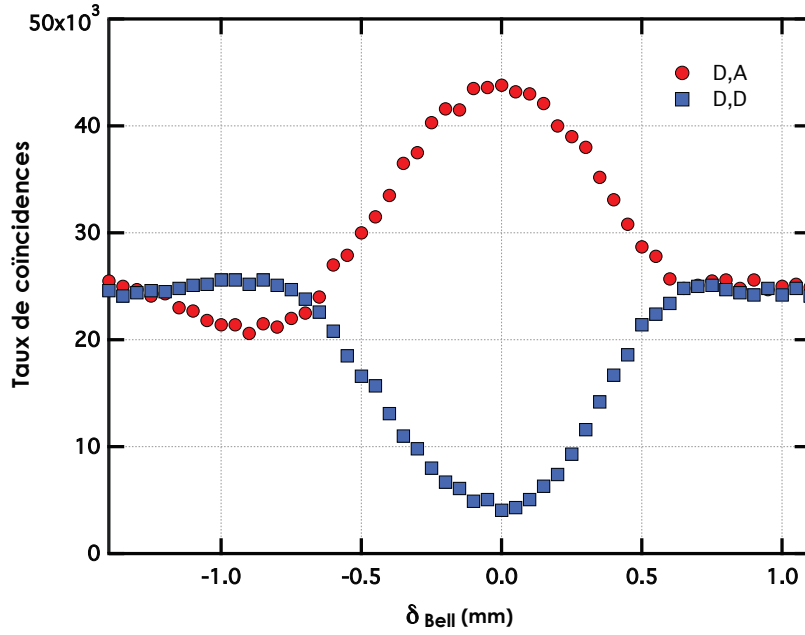


FIGURE 5.7 – Mesure des coïncidences sur les détecteurs A et B en fonction de la différence de marche δ_{Bell} pour deux configurations de polariseurs : AD (cercles rouges) et DD (carrés bleus).

Ainsi, mesurer les coïncidences avec des polariseurs orientés à $\pm\pi/4$ (test des polariseurs diagonaux) nous permet à la fois de déterminer le déphasage entre les deux types de paires (distinguer un état $|\psi^+\rangle$ d'un état $|\psi^-\rangle$) mais aussi de mesurer la présence du terme $-\frac{\sin(2\alpha)\sin(2\beta)}{4}$ et donc de déterminer rapidement si le mélange de paires est statistique ou s'il s'agit d'un état intriqué $|\psi^\pm\rangle$.

Mesures et résultats

Nous avons mesuré les taux de coïncidences n_{AB} sur les détecteurs A et B positionnés après les polariseurs dans deux configurations de polariseurs : DA et DD. Pour chacune des configurations, nous avons fait varier la différence de chemin optique δ_{Bell} de façon à régler l'indiscernabilité temporelle des paires et donc se rapprocher ou s'éloigner de l'état intriqué. Les mesures sont présentées dans la figure 5.7. Chaque point expérimental a été intégré sur une seconde.

La courbe rouge présente le taux de coïncidences dans le cas où les polariseurs sont dans la configuration $|DA\rangle$ et la courbe bleue présente le taux de coïncidences dans le cas où les polariseurs sont dans la configuration $|DD\rangle$. On observe dans un cas une bosse et dans l'autre un creux. Ce sont des signatures similaires à celles des expériences d'HOM (72; 149). On constate que le maximum de coïncidences est obtenu pour la configuration $|DA\rangle$ et que le minimum est obtenu pour $|DD\rangle$. De ces résultats, on en déduit que l'état que nous mesurons est de la forme $|\psi^-\rangle$. La bosse obtenue pour la configuration $|DA\rangle$ a une visibilité $(n_{\text{max}} - n_o)/n_o$ égale à 77% (où n_o est le taux moyen de coïncidence à l'extérieur de la bosse ou le creux). Le creux obtenu pour la configuration $|DD\rangle$ a une visibilité $(n_o - n_{\text{min}})/n_o$ égale à 84%. Idéalement, pour un état intriqué de la forme $\frac{1}{\sqrt{2}}|HV\rangle - |VH\rangle$, nous nous serions attendu à un contraste de 100% dans les deux situations. Cet écart peut s'expliquer par la qualité initiale de l'indiscernabilité des photons. En effet, les visibilités du creux et de la bosse sont de l'ordre de celle que nous observons déjà pour

l'interférence d'HOM du chapitre 3 ($\sim 80\%$). De plus, nous avons considéré dans nos calculs par simplicité que l'état intriqué n'était que de la forme $|\psi^\pm\rangle$. Nos résultats expérimentaux montrent que l'état se rapproche en effet fortement d'un état $|\psi^-\rangle$. Cependant, il est possible que l'état ait (en réalité) un déphasage entre $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$ proche de π mais suffisamment différent pour réduire la qualité de cette interférence. Il faudra donc vérifier expérimentalement le déphasage entre les paires de l'état intriqué pour s'en assurer.

Test des inégalités de Bell

Pour caractériser l'état en sortie de la source, nous allons effectuer le test des inégalités de Bell-Clauser Horne Shimony Holt (CHSH) (74). Ce test est, à l'origine, un moyen de déterminer si la théorie quantique était incomplète ou si une théorie classique à variables cachées pouvait décrire les corrélations des états intriqués. Ce test est également devenu une expérience couramment utilisée comme critère d'évaluation de la qualité d'un état intriqué donné. Le schéma expérimental du test est le même que celui de la figure 5.5 pour le test des polariseurs diagonaux. Pour réaliser notre mesure, nous réglons la source de façon à générer l'état le plus intriqué possible, nous nous plaçons donc au δ_{Bell} qui correspond au maximum des taux de coïncidences pour $n_{\text{AB}}(DA)$.

Pour un état intriqué $|\psi\rangle$ quelconque, on définit tout d'abord le degré de corrélation $E(\alpha, \beta)$, de la façon suivante :

$$E(\alpha, \beta) = E(H_\alpha, V_\beta) = P(H_\alpha, V_\beta) + P(V_\alpha, H_\beta) - P(H_\alpha, H_\beta) - P(V_\alpha, V_\beta) \quad (5.16)$$

On peut ensuite en déduire le paramètre S^ψ , appelé paramètre de Bell, définit par :

$$S^\psi(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') = E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - E(\mathbf{a}', \mathbf{b}') + E(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + E(\mathbf{a}, \mathbf{b}') = 2\sqrt{2} \quad (5.17)$$

où $\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}'$ sont quatre angles bien définis pour un $|\psi\rangle$ donné et qui maximisent le paramètre de Bell pour un état pur $|\psi\rangle$.

Dans notre cas, l'état théoriquement attendu est l'état $|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1V_2\rangle - |V_1H_2\rangle)$. Le paramètre de Bell S^{ψ^-} (que nous écrirons simplement S par la suite) pour l'état $|\psi^-\rangle$ est obtenu pour les angles reportés dans le tableau 5.1.

Angles des polariseurs	\mathbf{a}	\mathbf{b}	\mathbf{a}'	\mathbf{b}'
Valeurs	0	$\pi/8$	$\pi/4$	$3\pi/8$

TABLE 5.1 – Angles permettant de calculer le paramètre de Bell maximal pour un état $|\psi^-\rangle$.

Le montage utilisé pour effectuer les mesures du paramètre de Bell est donné dans la figure 5.8. Nous obtenons un paramètre de Bell S (d'incertitude δS) égal à 2.39 ± 0.03 . Cette valeur dépasse incontestablement la limite classique ($S=2$) avec $\sim 13\delta S$ ce qui prouve que l'état intriqué que nous avons produit suit une probabilité fortement non classique.

Dans la figure 5.9, nous avons tracé l'évolution du paramètre de Bell en fonction de la différence de marche δ_{Bell} afin de déterminer l'influence de l'indiscernabilité temporelle des paires sur le

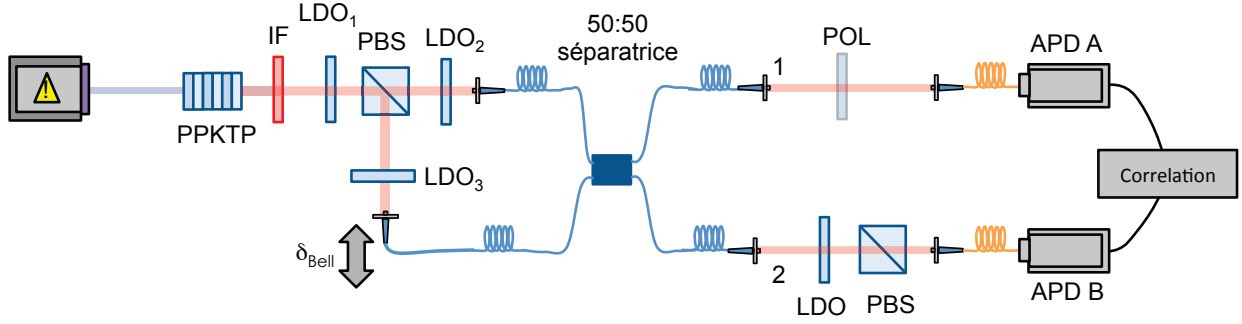


FIGURE 5.8 – Montage expérimental mis en place pour mesurer les inégalité de Bell pour notre source de photons intriqués.

paramètre S . La courbe obtenue est en forme de cloche et se superpose parfaitement aux taux de coïncidences du test des polariseurs diagonaux. Lorsque l'on s'éloigne vers l'extérieur de la cloche, S tend vers la valeur ~ 1.4 ce qui équivaut à la valeur $\sqrt{2}$. Avec l'aide de (5.15), on retrouve bien que le paramètre de Bell attendu pour un mélange statistique de paires est de $\sqrt{2}$. Pour la suite, nous parlerons de degré d'intrication pour traduire l'écart d'un état à un état maximalement intriqué $|\psi^-\rangle$ de paramètre de Bell $2\sqrt{2}$.

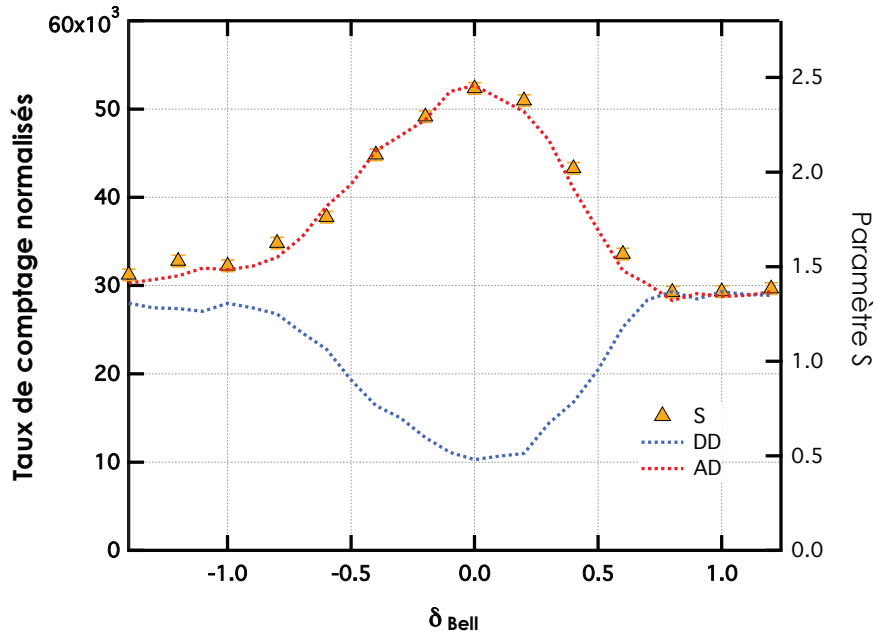


FIGURE 5.9 – Evolution du paramètre de Bell S (triangles oranges) en fonction de la différence de marche δ_{Bell} . On constate une parfaite superposition du paramètre avec la courbe correspondant aux taux de coïncidences pour des polariseurs (A, D) (courbe pointillée rouge). Les taux de coïncidences pour les polariseurs en configuration (D, D) sont représentés par la ligne pointillée bleue.

5.1.5 Bilan

Nous avons mis en place une source de paires de photons intriqués. Celle-ci peut fonctionner dans deux régimes : ou bien les paires de photons sont discernables temporellement et la source génère un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$ qui n'ont aucune relation de phase entre elles, ou bien les paires de photons sont indiscernables temporellement et l'état généré est un état de paires intriquées en polarisation $|\psi^-\rangle$. Les deux régimes de fonctionnement de la source se contrôlent en ajustant la différence de marche δ_{Bell} au niveau de la recombinaison des photons sur la séparatrice fibrée. Nous avons montré que lorsque les paires étaient a priori décorréliées, nous devons mesurer un paramètre de Bell de $\sqrt{2}$ et que la probabilité en sortie des tests des polariseurs diagonaux est de $1/4$. Pour des paires intriquées, le paramètre de Bell vaut théoriquement $2\sqrt{2}$ et les probabilités obtenues pour des polariseurs diagonaux parallèles et croisés peuvent valoir $1/2$ ou 0 . Nous observons un maximum de coïncidences pour la configuration aux polariseurs croisés et un minimum pour la configuration aux polariseurs parallèles, ce qui corrobore l'hypothèse que l'état de la source est un état $|\psi^-\rangle$. Quand la source est réglée temporellement pour produire la meilleure superposition d'état, nous mesurons un paramètre de Bell S de 2.39 ± 0.03 . Cette valeur, bien qu'un peu éloignée de $2\sqrt{2}$ reste tout de même élevée et dépasse largement la limite classique, ce qui indique que les corrélations obtenues traduisent le comportement d'un état intriqué. Après plusieurs alignements de la source, on constate que le paramètre S est fortement sensible au couplage des photons dans le coupleur fibré. De façon assez répétitive, nous trouvons des paramètres de Bell maximaux entre 2.36 et 2.44.

5.2 Mise en évidence de l'intrication photon-plasmon

Dans la suite des expériences nous avons voulu mettre en évidence l'effet de la perte d'intrication entre un photon et un plasmon sur des interférences plasmoniques. Pour cela, nous séparons les deux photons des paires intriquées. Un photon (photon d'annonce ou photon corroboratif) est envoyé sur un polariseur puis détecté par un module de comptage. L'autre photon (photon test) est envoyé sur un cube séparateur de polarisation dont les modes de sortie sont convertis en modes plasmoniques puis recombinaison sur une séparatrice plasmonique à l'aide de la plateforme développée dans le chapitre 2. Lorsque l'état de polarisation du photon d'annonce est mesuré selon une polarisation verticale ou horizontale, un seul des bras de l'interféromètre est emprunté et aucune interférence plasmonique n'est observée. En revanche, lorsque l'état de polarisation du photon d'annonce est mesuré dans la base de polarisation diagonale ou antidiagonale, les amplitudes de probabilité de présence du photon/plasmon dans chacun des bras de l'interféromètre sont semblables et des interférences plasmoniques apparaissent en sortie de l'interféromètre. Nous avons également effectué cette expérience avec un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$, obtenu en rendant les paires indiscernables temporellement.

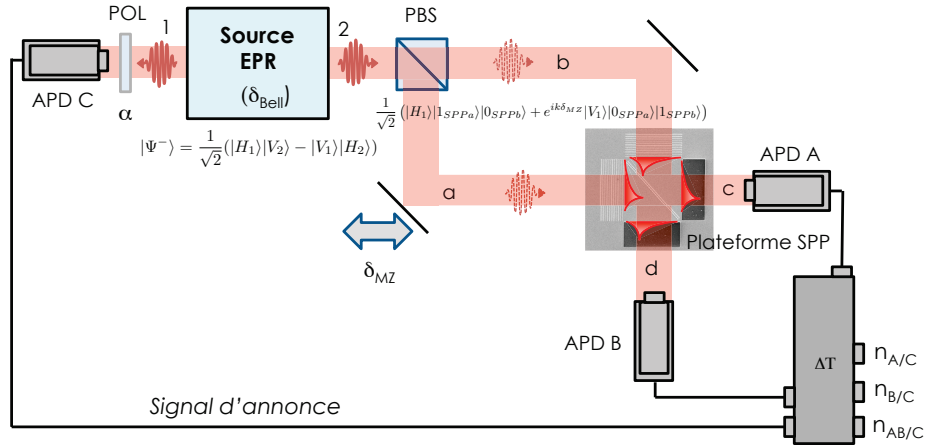


FIGURE 5.10 – Montage expérimental pour réaliser des interférences plasmoniques non locales. La source EPR produit des paires de photons dans l'état $|\psi^-\rangle$. Un photon de la paire (photon d'annonce) est émis dans le mode 1 et est envoyé vers un polariseur POL (d'angle α) puis est détecté sur la photodiode à avalanche APD C. L'autre photon (le photon test) est émis dans le mode 2 et est envoyé sur un cube séparateur de polarisation (PBS) dont les modes de sorties sont notés a et b. Ces modes sont incidents sur le dispositif plasmonique C3L6C1 de l'échantillon 9 où ils sont convertis en modes plasmoniques puis recombinaés via une séparatrice plasmonique. Les modes de sortie de la séparatrice sont les modes c et d. Le détecteur APD A compte les événements de photodétections issus du mode c et le détecteur APD B compte les événements de photodétections issus du mode d.

5.2.1 Montage expérimental de l'expérience d'interférences

Le montage expérimental de l'expérience est présenté sur la figure 5.10. La source de photons intriqués décrite dans la section précédente est symbolisée par la boîte "source EPR". On peut choisir de générer un mélange statistique de paires ou un état de paires intriqués en ajustant le paramètre interne à la source δ_{Bell} . Le photon issu du mode 1 de la source EPR est envoyé vers l'APD C et passe à travers un polariseur dénommé POL orienté avec un angle α . Le photon issu du mode 2 de la source EPR est envoyé vers un cube séparateur de polarisation PBS dont les deux modes de sortie sont convertis en modes plasmoniques puis recombinaés au niveau d'une séparatrice plasmonique. L'ensemble forme un interféromètre de Mach-Zehnder qui permet la superposition de modes plasmoniques au niveau de la séparatrice plasmonique en fonction de l'état de polarisation incident sur le PBS d'entrée. Des fentes en sortie de la séparatrice permettent la reconversion des plasmons en photons qui sont ensuite détectés par des modules de comptage de photons uniques (APD A et APD B). Pour les expériences réalisées dans ce chapitre, nous avons travaillé sur la structure C3L6C1 du composant 3 de l'échantillon 9 (cf. chapitre 2). La caractérisation au laser de la structure est donnée dans le tableau 5.2.

Echantillon 9, C3L6C1	R	T	A	$R/(R+T)$	$T/(R+T)$	$\phi_r - \phi_t$
Mesures	17%	20%	63%	47%	53%	$\pi/2$

TABLE 5.2 – Caractérisation de la séparatrice plasmonique du dispositif C3L6C1 de l'échantillon 9. R et T sont les coefficients en intensité de la séparatrice plasmonique. $A=1-R-T$ représente les pertes de la séparatrice.

5.2.2 Etude théorique

Nous écrivons ici les calculs théoriques permettant d'interpréter les résultats de l'expérience pour un état $|\psi^-\rangle$ puis pour un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$. En pratique, à l'issue de l'expérience, nous mesurons les taux $n_{AB/C}$, $n_{A/C}$ et $n_{B/C}$ qui sont respectivement proportionnels aux probabilités suivantes :

- la probabilité d'avoir un photon dans chacun des modes c et d en fonction de l'état de polarisation $|H_\alpha\rangle$ du photon 1 pour l'état $|\psi^-\rangle$ et le mélange statistique : $P(H_\alpha, 1_c, 1_d) \propto n_{AB/C}$. Comme notre source émet principalement des paires uniques, cette probabilité est très faible, ce qui se traduit par des taux de coïncidences quasi-nuls en pratique.
- la probabilité d'avoir un photon dans le mode c et 0 photon dans le mode d en fonction de l'état de polarisation $|H_\alpha\rangle$ du photon 1 pour l'état $|\psi^-\rangle$ et le mélange statistique. Cette probabilité $P(H_\alpha, 1_c, 0_d)$ est proportionnelle au taux de comptage $n_{A/C}$ car $n_{AB/C}$ est négligeable.
- la probabilité d'avoir un photon dans le mode d et 0 photon dans le mode c en fonction de l'état de polarisation $|H_\alpha\rangle$ du photon 1 pour l'état $|\psi^-\rangle$ et le mélange statistique. Cette probabilité $P(H_\alpha, 0_c, 1_d)$ est proportionnelle au taux de comptage $n_{B/C}$ car $n_{AB/C}$ est négligeable.

Le cas de l'état intriqué $|\psi^-\rangle$

Nous considérons ici que la source EPR produit des paires dans l'état $|\psi^-\rangle$. Nous nous intéressons dans un premier temps au photon dans le mode 2. L'effet du cube séparateur de polarisation PBS que rencontre le photon 2 se comporte comme un polariseur avec deux résultats possibles. Il décompose la polarisation incidente sur la base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ spatialement vers les modes a et b . Ainsi, on a $|V_2\rangle \leftrightarrow |1_a\rangle|0_b\rangle$ et $|H_2\rangle \leftrightarrow |0_a\rangle|1_b\rangle$. Un déphasage $k\delta_{MZ}$ entre les deux voies est introduit sur la voie a . Les photons dans les modes a et b se retrouvent ensuite convertis en plasmons de surface par les coupleurs directionnels de la puce plasmonique. Les lanceurs directionnels permettent le couplage du mode incident photonique au mode plasmonique pour une polarisation incidente spécifique (la polarisation perpendiculaire aux cannelures du lanceur), on a alors :

$$|1_a\rangle|0_b\rangle \leftrightarrow |1_{SPPa}\rangle|0_{SPPb}\rangle \quad (5.18)$$

$$|0_a\rangle|1_b\rangle \leftrightarrow |0_{SPPa}\rangle|1_{SPPb}\rangle \quad (5.19)$$

A ce stade, l'état intriqué peut donc s'écrire :

$$|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{ik\delta_{MZ}}|H\rangle_1|1_{SPPa}, 0_{SPPb}\rangle_2 - |V\rangle_1|0_{SPPa}, 1_{SPPb}\rangle_2) \quad (5.20)$$

Ceci traduit l'intrication d'un photon avec un plasmon de surface au niveau de la plateforme plasmonique. La séparatrice plasmonique opère sur les modes d'entrée et de sortie comme dans le Chapitre 4 par les relations suivantes :

$$\hat{a}_2 = \frac{1}{t_a t_b - r_a r_b} [t_b \hat{c}_2 - r_b \hat{d}_2 - t_b \hat{P}_c + r_b \hat{P}_d] \quad (5.21)$$

$$\hat{b}_2 = \frac{1}{t_a t_b - r_a r_b} [-r_a \hat{c}_2 + t_a \hat{d}_2 + r_a \hat{P}_c - t_a \hat{P}_d] \quad (5.22)$$

où $\hat{a}_2, \hat{b}_2, \hat{c}_2$ et \hat{d}_2 sont les opérateurs destruction d'un plasmon respectivement pour les modes a, b, c , et d . Les opérateurs \hat{P}_c et \hat{P}_d sont les opérateurs bruit qui permettent de préserver les relations de commutation des observables physiques en sortie de la séparatrice à perte. Nous considérerons que les modes "bruit" ne sont pas excités au cours de l'expérience et qu'ils ne contribuent donc pas aux taux de comptage finaux (134). Pour la suite, nous noterons $K = t_a t_b - r_a r_b$ et nous omettrons les opérateurs bruit qui ne jouent pas de rôle selon nos hypothèses.

On a alors :

$$\begin{aligned} |\psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{ik\delta_{MZ}} |H\rangle_1 \hat{a}_2^\dagger - |V\rangle_1 \hat{b}_2^\dagger) |0_{\text{SPP}a}, 0_{\text{SPP}b}\rangle_2 \\ &= \frac{1}{K\sqrt{2}} \left[e^{ik\delta_{MZ}} |H\rangle_1 (t_b^* \hat{c}_2^\dagger - r_b^* \hat{d}_2^\dagger) - |V\rangle_1 (-r_a^* \hat{c}_2^\dagger + t_a^* \hat{d}_2^\dagger) \right] |0_{\text{SPP}c}, 0_{\text{SPP}d}\rangle_2 \end{aligned} \quad (5.23)$$

Le polariseur POL projette l'état de polarisation du photon 1 dans la base $\{|H_\alpha\rangle, |V_\alpha\rangle\}$ et ne transmet que la composante de la polarisation selon H_α . A partir des relations qui lient les composantes $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ aux états $\{|H_\alpha\rangle, |V_\alpha\rangle\}$, on peut réécrire l'état $|\psi^-\rangle$ en écrivant l'état du photon 1 dans la base $\{|H_\alpha\rangle, |V_\alpha\rangle\}$ ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} |\psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ [\cos(\alpha) |H_\alpha\rangle_1 - \sin(\alpha) |V_\alpha\rangle_1] (t_b^* \hat{c}_2^\dagger - r_b^* \hat{d}_2^\dagger) e^{ik\delta_{MZ}} \right\} |0_{\text{SPP}c}, 0_{\text{SPP}d}\rangle_2 \\ &\quad - \left\{ [\sin(\alpha) |H_\alpha\rangle_1 + \cos(\alpha) |V_\alpha\rangle_1] (-r_a^* \hat{c}_2^\dagger + t_a^* \hat{d}_2^\dagger) \right\} |0_{\text{SPP}c}, 0_{\text{SPP}d}\rangle_2 \end{aligned} \quad (5.24)$$

Les fentes permettent ensuite la conversion des plasmons de surface en photons et

$$|1_{\text{SPP}c}\rangle |0_{\text{SPP}d}\rangle \leftrightarrow |1_c\rangle |0_d\rangle \quad (5.25)$$

$$|0_{\text{SPP}c}\rangle |1_{\text{SPP}d}\rangle \leftrightarrow |0_c\rangle |1_d\rangle \quad (5.26)$$

Finalement, dans le cas d'un état intriqué $|\psi^-\rangle$, la probabilité de mesurer le photon d'annonce dans la polarisation H_α et de détecter un photon sur la voie c de l'interféromètre (et rien sur la voie d) s'écrit :

$$\begin{aligned} P_{\psi^-}(H_\alpha, 1_c, 0_d) &= |\langle H_\alpha |_1 \langle 1_c, 0_d |_2 \psi^-\rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2K^2} (\cos^2(\alpha) |t_b|^2 + \sin^2(\alpha) |r_a|^2) (1 + V \cos(k\delta_{MZ} + \Phi_{ra} - \Phi_{tb})) \end{aligned} \quad (5.27)$$

où V est la visibilité de la sinusoïde et s'écrit :

$$V = \frac{\sin(2\alpha)|t_b||r_a|}{\cos^2(\alpha)|t_b|^2 + \sin^2(\alpha)|r_a|^2} \quad (5.28)$$

Nous constatons donc que la probabilité obtenue présente une dépendance sinusoïdale en δ_{MZ} et nous nous attendons donc à observer des franges d'interférences dans le cas d'un état $|\psi^-\rangle$ dont la visibilité dépendra de α selon la relation (5.28).

Avec un raisonnement similaire, on déduit la probabilité de compter des coups annoncés sur la voie d de l'interféromètre (sans en compter sur la voie c) pour une mesure projective du photon 1 selon H_α :

$$P_{\psi^-}(H_\alpha, 0_c, 1_d) = \frac{1}{2K^2} (\cos^2(\alpha)|r_b|^2 + \sin^2(\alpha)|t_a|^2) \times \left(1 + \frac{\sin(2\alpha)|t_a||r_b|}{\cos^2(\alpha)|t_a|^2 + \sin^2(\alpha)|r_b|^2} \cos[k\delta_{MZ} - (\Phi_{rb} - \Phi_{ta})] \right) \quad (5.29)$$

On observe également des franges sur la voie d de sortie de l'interféromètre dans le cas d'un état intriqué.

En réalité, notre séparatrice plasmonique est relativement équilibrée ($|t_a| \sim |r_a|$ et $|t_b| \sim |r_b|$) et symétrique ($|t_a| \sim |t_b|$ et $|r_a| \sim |r_b|$). Les visibilités des 2 systèmes de franges sont identiques et peuvent se simplifier en $V = \sin(2\alpha)$.

On déduit aussi facilement que $P_{\psi^-}(H_\alpha, 1_c, 1_d) = |\langle H_\alpha|_1 \langle 1_c, 1_d|_2 \psi^- \rangle|^2 = 0$. Ce résultat est attendu puisque les paires sont supposées uniques dans l'expression de l'état en sortie du cube de (5.4). Cette condition est valide dans notre cas expérimental car notre source produit des paires uniques aux puissances de pompe utilisées comme nous avons pu le voir au chapitre précédent.

Le cas du mélange statistique de paires HV et VH

Nous traiterons dans cette section le cas du mélange statistique équilibré ($p_1=p_2=0.5$) de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$. Nous considérerons que des paires $|HV\rangle$ et/ou $|VH\rangle$ sont émises à un taux suffisamment faible pour qu'elles ne puissent pas interférer entre elles. En effet le taux de photons arrivant sur la voie C est d'environ 3 Mcp/s et la résolution temporelle de notre instrument est de 100 MHz. On peut donc supposer que les paires sont suffisamment espacées dans le temps pour ne pas interférer en même temps dans l'interféromètre et qu'elles sont détectées une à une.

Comme précédemment pour le test des polariseurs diagonaux nous allons traiter indépendamment le cas des paires $|HV\rangle$ puis celui des paires $|VH\rangle$. Ainsi, la probabilité de mesurer des coïncidences entre la voie d'annonce (pour un polariseur dans la direction H_α) et la voie c de sortie de l'interféromètre, sans détecter de coup sur la voie d , s'écrit :

$$P_{HV}^{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d) = |\langle H_\alpha|_1 \langle 1_c, 0_d|_2 |H_1 V_2\rangle\rangle|^2 = \cos^2(\alpha)|t_b|^2 \quad (5.30)$$

et

$$\begin{aligned} P_{VH}^{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d) &= |\langle H_\alpha |_1 \langle 1_c, 0_d |_2 | V_1 H_2 \rangle \rangle|^2 \\ &= \sin^2(\alpha) |r_a|^2 \end{aligned} \quad (5.31)$$

Les contributions de chaque paire peuvent se sommer de façon incohérente et on trouve finalement que la probabilité qui nous intéresse vaut :

$$P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d) = \frac{1}{2}(\cos^2(\alpha)|t_b|^2 + \sin^2(\alpha)|r_a|^2) \quad (5.32)$$

En considérant que nous utilisons une séparatrice équilibrée et symétrique, on a :

$$P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d) = \frac{|t|^2}{2} \quad (5.33)$$

On constate que, pour le mélange statistique, la probabilité d'avoir une détection issue du mode c en sortie de l'interféromètre annoncé par un photon dans l'état $|H_\alpha\rangle$ ne dépend pas de la différence de marche dans l'interféromètre δ_{MZ} . La probabilité $P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d)$ (qui est proportionnelle à $n_{A/C}$) est constante et correspond à la valeur d'offset de la probabilité $P_{\psi^-}(H_\alpha, 1_c, 0_d)$. On constate aussi que $P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d)$ dépend de l'angle α du polariseur d'annonce. En effet, en positionnant le polariseur sur la voie d'annonce avec un angle α , on sélectionne une partie $\cos^2(\alpha)$ des paires $|HV\rangle$ et une partie $\sin^2(\alpha)$ des paires $|VH\rangle$. Comme il n'y a pas de corrélations entre les paires, on récupère au final la moyenne $\frac{1}{2}(\cos^2(\alpha)|t_a|^2 + \sin^2(\alpha)|r_b|^2)$ des deux contributions équiprobables pondérées par les facteurs de la séparatrice plasmonique.

Un calcul similaire à celui pour $P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d)$, nous donne la probabilité $P_{\text{stat}}(H_\alpha, 0_c, 1_d)$ de mesurer des coïncidences entre la voie d'annonce et la voie d de sortie de l'interféromètre sans détecter de coup sur la voie c :

$$P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 0_d) = \frac{1}{2}(\cos^2(\alpha)|t_b|^2 + \sin^2(\alpha)|r_a|^2) \quad (5.34)$$

On retrouve également que $P_{\text{stat}}(H_\alpha, 1_c, 1_d)$ est nul. Cette propriété vient de l'unicité des paires détectées par notre système de mesure et reste inchangée dans le cas des probabilités pour le mélange statistique ou pour l'état intriqué.

Nous avons montré dans cette section qu'en présence d'un état pur intriqué, nous observons des interférences annoncées en sortie de l'interféromètre dont la visibilité change avec la position angulaire α du polariseur d'annonce. En revanche, dans le cas du mélange statistique de paires, aucune interférence n'est visible quelle que soit la position angulaire du polariseur d'annonce.

5.2.3 Expériences et résultats

Dans nos calculs, nous avons considéré deux états possibles de notre source : un état intriqué $|\psi^-\rangle$ et un mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$. Pour ajuster au mieux l'état émis par la source,

nous réglons la différence de marche δ_{Bell} afin de faire varier le degré d'indiscernabilité temporelle et donc le degré d'intrication entre les paires. Nous nous sommes servis de la calibration effectuée dans la figure 5.7 avec le test des polariseurs croisés pour définir les deux points de fonctionnement de notre source. Pour chacun de ces états de la source, nous mesurons les taux de comptage annoncés par la voie d'annonce (photon 1 détecté sur l'APD C) sur les voies de sortie de l'interféromètre (coups du mode c détecté sur l'APD A et coups du mode d sur l'APD B) en faisant varier la différence de marche δ_{MZ} de l'interféromètre semi-plasmonique et pour différentes orientations du polariseur de la voie d'annonce.

Différence de comportement entre l'état intriqué et le mélange statistique

En ajustant la différence de marche δ_{Bell} , nous choisissons deux points de fonctionnement de la source : l'état maximalement intriqué $|\psi^-\rangle$ et le mélange statistique de paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$. Pour ces deux cas, nous avons mesuré le taux de comptage $n_{A/C}$ et $n_{B/C}$ pour une configuration diagonale du polariseur d'annonce ($\alpha = \pi/4$) en faisant varier la différence de longueur des bras de l'interféromètre δ_{MZ} . Les taux de comptage ont été intégrés sur une seconde d'acquisition. Il nous était difficile d'augmenter le temps d'acquisition pour augmenter le rapport signal à bruit en raison de la forte instabilité de l'interféromètre.

Les résultats des mesures des taux annoncés sont présentés dans la figure 5.11. Pour le mélange statistique de paires (fig. 5.11.1), on n'observe pas d'interférence, alors que pour l'état intriqué $|\psi^-\rangle$ des franges sont clairement visibles en fonction de la différence de marche. La visibilité des taux de comptage est définie par $V = \frac{n_{\text{max}} - n_{\text{min}}}{n_{\text{max}} + n_{\text{min}}}$ (où n représente soit le taux $n_{A/C}$, soit le taux $n_{B/C}$). Sur l'interférogramme de la figure 5.11.2, on observe des interférences de visibilité $52 \pm 9\%$ pour $n_{A/C}$ et $62 \pm 9\%$ pour $n_{B/C}$.

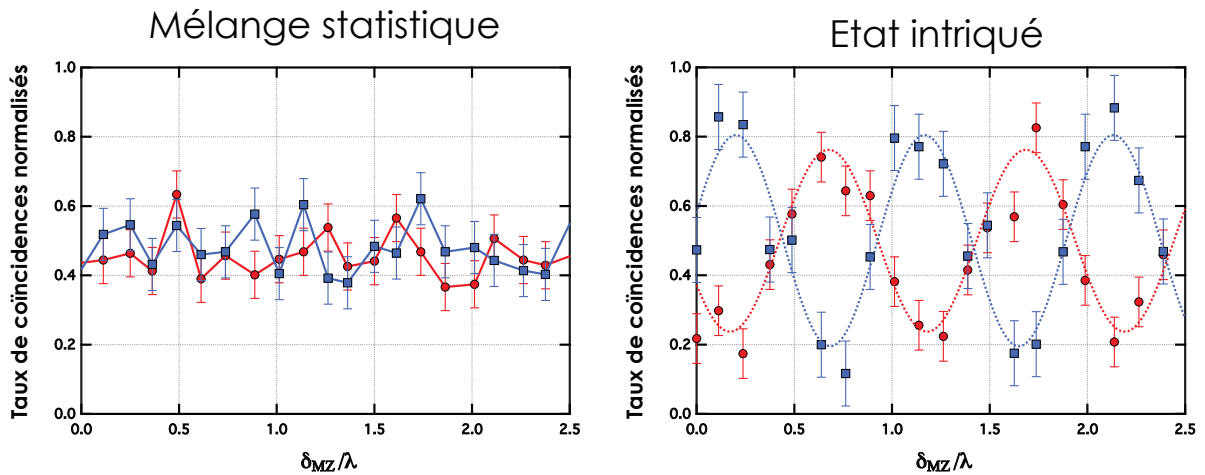


FIGURE 5.11 – Interférogrammes obtenus en faisant varier la différence de marche δ_{MZ} pour un polariseur d'annonce à $\alpha = 45^\circ$. Le premier interférogramme est obtenu pour le mélange statistique de paires et le second est obtenu pour l'état intriqué $|\psi^-\rangle$.

Rappelons que dans la configuration avec $\alpha = \pi/4$, les probabilités conditionnées pour le mélange

statistique et pour l'état intriqué suivent les relations suivantes :

$$P_{\text{stat}}(H_{\pi/4}, 1_c, 0_d) = \frac{|t|^2 + |r|^2}{2} \quad (5.35)$$

$$P_{\psi^-}(H_{\pi/4}, 1_c, 0_d) = \frac{|t|^2 + |r|^2}{2} \left(1 - \frac{2|rt|}{|t|^2 + |r|^2} \cos(k\delta_{\text{MZ}} + \pi/2) \right) \quad (5.36)$$

où r et t sont les coefficients en amplitude de la séparatrice plasmonique symétrique.

On constate que les résultats expérimentaux suivent la même tendance que la théorie. Mais, il faut toutefois noter que nos interférogrammes sont relativement bruités en raison de l'instabilité de l'interféromètre. Nous avons donc fait des mesures de visibilité en intégrant 20 interférogrammes pour un angle du polariseur d'annonce de $\alpha = \pi/4$ afin d'obtenir une visibilité moyenne plus fiable et la visibilité moyenne des franges pour l'état intriqué $|\psi^-\rangle$ est de $48\% \pm 10\%$ pour $n_{A/C}$ et de $53\% \pm 10\%$ pour $n_{B/C}$.

Bien que la présence d'interférences dans le cas de l'état intriqué est indéniable sur la figure 5.11, les visibilités des franges mesurées sur les taux de comptage en sortie de l'interféromètre sont relativement faibles. En effet, la visibilité attendue dans le cas d'un état intriqué parfait ($S = 2\sqrt{2}$) en prenant en compte les coefficients mesurés de notre séparatrice plasmonique et l'expression de la relation (5.36) est de $99.7\% \sim 100\%$. Plusieurs raisons contribuent à la baisse de la visibilité des franges constatée. Tout d'abord, l'expression (5.36) ne prend pas en compte la différence possible entre les modes des photons constituant les paires. Dans notre situation, le recouvrement des modes des photons issus du cristal n'est pas parfait puisque nous mesurons un contraste d'interférence d'HOM de l'ordre de 80%. Ceci nous a conduit à mesurer un paramètre de Bell de $S \sim 2.4$ pour notre état intriqué. L'état de la source n'étant pas parfaitement intriqué, les taux mesurés en sortie de l'interféromètre ne sont pas entièrement décrits par la probabilité de (5.36). Les paires de l'état intriqué ne sont pas parfaitement corrélées, ce qui se traduit par une baisse de la visibilité des franges. A cela, il faut ajouter l'instabilité de l'interféromètre qui provoque des légères variations de la différence de marche entre chaque mesure effectuée pour constituer l'interférogramme ce qui a pour effet de baisser la visibilité moyenne des interférences de façon statistique. Pour finir, le recouvrement spatial des modes au niveau des structures plasmoniques multimodes affecte également la visibilité des franges comme nous avons déjà pu le constater dans le chapitre 4. Pour la séparatrice utilisée de l'échantillon 9 nous avons mesuré un contraste d'interférences variant entre 65% et 68% pour les interférences à un plasmon.

Evolution de la visibilité des franges

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution de la visibilité des franges en faisant varier deux paramètres :

- l'angle α du polariseur sur la voie d'annonce
- le recouvrement temporel des paires au moyen de la différence de marche δ_{Bell}

Dans un premier temps, nous avons fait varier l'angle α du polariseur et avons enregistré les taux de coïncidences ($n_{A/C}$ et $n_{B/C}$) entre la voie d'annonce (APD C) et les événements de photodétection sur les détecteurs APD A et APD B en sortie de l'interféromètre semi-plasmonique dans la situation

du mélange statistique et dans le cas de l'état intriqué (cf figure 5.12). Dans les graphiques 1 et 2, les ronds rouges représentent les moyennes des visibilités des franges obtenues pour un angle α fixé. Pour chaque point expérimental, nous avons acquis 20 interférogrammes (avec une seconde d'intégration) à un angle α donné du polariseur ($\alpha \in [0, 180^\circ]$). Nous effectuons ensuite la moyenne sur les 20 visibilités des franges obtenues pour chaque angle α .

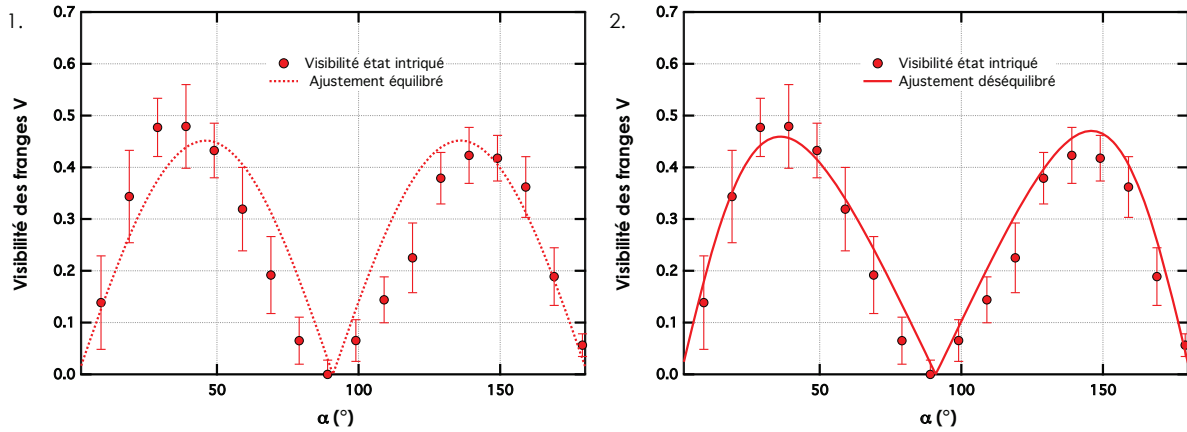


FIGURE 5.12 – Evolution de la visibilité des franges en fonction de l'orientation du polariseur d'annonce α pour l'état maximalement intriqué. Les ronds rouges sont les visibilités moyennes des interférogrammes mesurés. **1.** La ligne rouge pointillée correspond à la courbe d'ajustement de la forme $\propto |\sin 2\alpha|$. **2.** La ligne rouge continue correspond à la courbe d'ajustement pour une fonction de la forme $A \sin(2\alpha)B / (\cos^2(\alpha) + \sin^2(\alpha)B^2)$.

Conformément au calcul théorique pour l'état intriqué, la visibilité des interférences en sortie du MZ est une fonction à deux lobes sur $[0, \pi]$, et s'ajuste globalement avec une visibilité de la forme $V = |\sin(2\alpha)|$ (ligne pointillée rouge dans la figure 5.12.1). Cependant, l'ajustement n'est pas optimal et le maximum de visibilité semble être décalé angulairement par rapport aux prévisions théoriques. Un décalage angulaire du maximum de visibilité peut être interprété comme un problème d'équilibrage de l'interféromètre. En effet, si les pertes sont déséquilibrées sur les bras de l'interféromètre (asymétrie de couplage aux convertisseurs plasmoniques ou dissymétrie des pertes à travers les composants optiques dans les bras), l'équilibrage en amplitude des bras ne sera pas obtenu pour une polarisation diagonale (à 45°) incidente sur le cube séparateur de polarisation. Pour rattraper les différences de pertes sur chacune des voies et obtenir des amplitudes équilibrées entre les voies (donnant ainsi une visibilité maximale), il est nécessaire de déséquilibrer la répartition des amplitudes au niveau du cube séparateur de polarisation. Ce réglage s'effectue en faisant varier l'angle de la polarisation linéaire incidente sur le cube par rapport à 45° . Les états étant intriqués, cet équilibrage est directement corrélé à l'angle α du polariseur d'annonce. Ceci explique que le maximum de visibilité des franges plasmoniques soit décalé angulairement. Cette hypothèse est corroborée par le fait qu'expérimentalement, nous avons constaté qu'une fibre dans un bras du Mach-Zehnder semblait défectueuse et transmettait deux fois moins de signal que son homologue sur l'autre bras.

Pour prendre en compte théoriquement ce déséquilibre dans le Mach-Zehnder, nous avons considéré que chaque bras d'interféromètre était affecté de pertes qui lui sont propres. En notant ϵ_a (ϵ_b) le

facteur de transmission du champ dans le bras lié au mode a (respectivement dans le bras lié au mode b), nous pouvons définir l'équilibrage $\epsilon = \epsilon_a/\epsilon_b$ entre les deux voies qui modifie légèrement les calculs précédents à partir de Eq. (5.20). Cette donnée modifie l'expression (5.27) de la façon suivante :

$$P_{\psi-}(H_\alpha, 1_c, 0_d) = \frac{1}{2K^2} (\cos^2(\alpha)\epsilon_a^2|t_b|^2 + \sin^2(\alpha)\epsilon_b^2|r_a|^2) (1 + V' \cos(k\delta_{MZ} + \Phi_{ra} - \Phi_{tb})) \quad (5.37)$$

avec

$$\begin{aligned} V' &= \frac{\sin(2\alpha)|t_b||r_a|\epsilon_a\epsilon_b}{\cos^2(\alpha)|t_b|^2\epsilon_a^2 + \sin^2(\alpha)|r_a|^2\epsilon_b^2} \\ &= \frac{\sin(2\alpha)|t_b||r_a|}{\cos^2(\alpha)|t_b|^2\epsilon + \sin^2(\alpha)\frac{|r_a|^2}{\epsilon}} \end{aligned} \quad (5.38)$$

En considérant que la séparatrice est équilibrée (comme nous l'avons déjà vérifié), la visibilité V' est de la forme $\frac{\sin(2\alpha)}{\cos^2(\alpha)\epsilon + \frac{\sin^2(\alpha)}{\epsilon}}$.

Nous avons ajusté les paramètres d'une fonction du type $A|\sin(2\alpha)/(\cos^2(\alpha)B + \sin^2(\alpha)/B)|$ avec nos données (ligne continue rouge dans la figure 5.12.2). Les paramètres obtenus pour la fonction d'ajustement sont donnés dans le tableau 5.3.

Taux de comptage	A	B
$n_{A/C}$	0.37	0.67
$n_{B/C}$	0.38	0.70

TABLE 5.3 – Paramètres d'ajustement pour la visibilité de l'état intriqué en fonction de α en prenant en compte un déséquilibre entre les amplitudes des voies de l'interféromètre.

Le paramètre A est lié à la visibilité maximale des interférogrammes qui est elle-même liée au degré d'intrication de l'état mesuré. Le paramètre d'ajustement B traduit l'équilibrage entre les bras du Mach-Zehnder du mode a par rapport au mode b et est estimé à 0.67 pour les taux $n_{A/C}$ et à 0.70 pour les taux $n_{B/C}$.

Nous nous sommes également intéressés au cas du mélange statistique et nous avons mesuré un signal qui demeure constant en fonction δ_{MZ} bien que les données soient relativement bruitées. Cette indépendance avec la différence de marche est observée quel que soit l'angle α du polariseur d'annonce. Nous avons représenté dans le graphique inférieur de la figure 5.12 l'évolution des taux de comptage (constants par rapport à δ_{MZ}) $n_{B/C}$ sur les voies de sortie de l'interféromètre et leurs écarts types (carrés verts avec les barres d'incertitudes). On observe que le taux varie en fonction de l'angle α alors que l'expression (5.35) prévoyait un taux constant par rapport à α dans le cas d'une séparatrice équilibrée. Nous pouvons de nouveau expliquer cette variation en considérant un déséquilibre entre les bras de l'interféromètre. L'évolution des taux dans ce cas est proportionnel à $(\cos^2(\alpha)\epsilon_a^2|t_b|^2 + \sin^2(\alpha)\epsilon_b^2|r_a|^2)$. En ajustant nos données avec une fonction de cette forme, nous retrouvons les mêmes valeurs pour le paramètre d'équilibrage ϵ des voies : $\epsilon = \epsilon_a/\epsilon_b = 0.67$ pour $n_{A/C}$ et 0.7 pour $n_{B/C}$. La fonction d'ajustement est donnée en pointillés sur le graphique inférieur de 5.12.

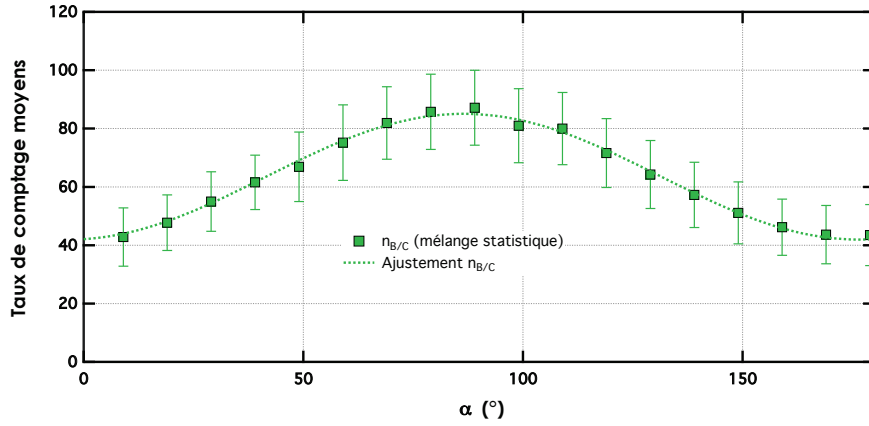


FIGURE 5.13 – Pour le mélange statistique, nous n’observons pas de franges d’interférences comme nous l’avons vu dans la figure 5.11, et ce, quel que soit l’angle α . Nous avons tracé dans ce graphique les taux moyens de comptage sur chaque voie de sortie de l’interférogramme en fonction de l’angle α du polariseur d’annonce.

Nous avons étudié ensuite l’influence de la perte d’indiscernabilité temporelle entre les paires sur la visibilité des franges. Nous avons mesuré les taux de comptage annoncés sur les voies de sortie de l’interféromètre pour l’angle qui maximise la visibilité des interférences en fonction des variations de la différence de marche δ_{Bell} et nous avons évalué la visibilité moyenne (sur 20 interférogrammes) des franges obtenues pour chacun d’eux. Dans la figure 5.14, nous avons tracé l’évolution de la visibilité des interférences annoncées en sortie de l’interféromètre en fonction de la différence de la différence δ_{Bell} .

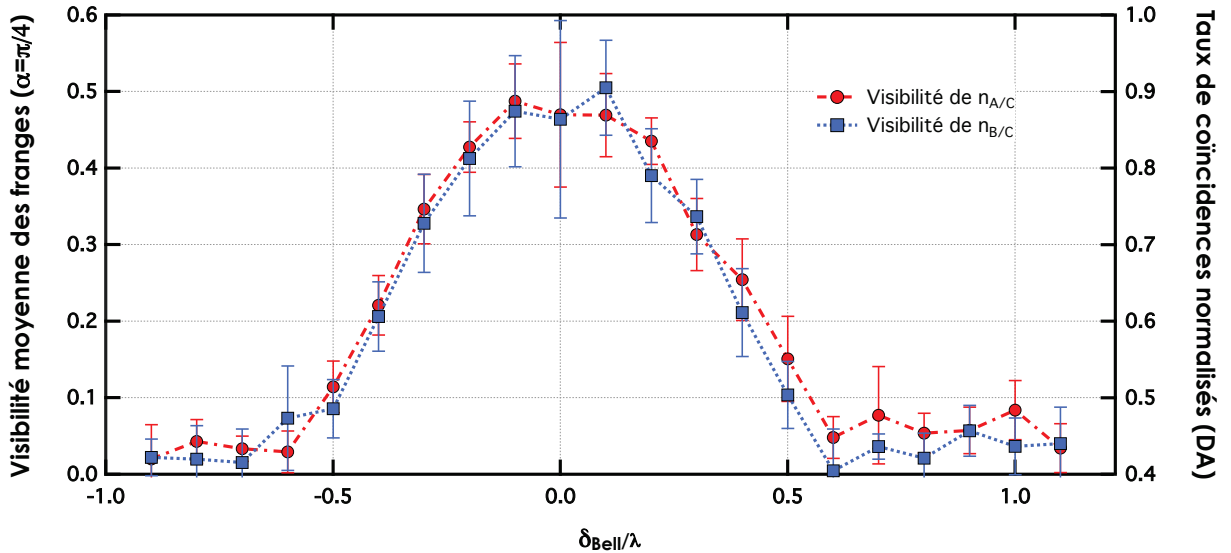


FIGURE 5.14 – Evolution de la visibilité des franges annoncées en sortie de l’interféromètre pour un angle $\alpha = \pi/4$ du polariseur d’annonce en fonction de la différence de marche δ_{Bell} .

Nous constatons que la visibilité des franges évolue avec le degré d’indiscernabilité temporelle de la source. La visibilité des franges est maximale lorsque les paires sont indiscernables et sont donc

dans l'état maximalement intriqué $|\psi^-\rangle$ et la visibilité des franges est minimale lorsque les photons sont discernables temporellement et que l'état constitue alors un mélange statistique de paires sans cohérence entre les paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$.

Conclusion

Nous avons mis en évidence l'effet de l'intrication entre un photon et un plasmon en observant la présence d'interférences plasmoniques intriquées avec une mesure projective sur le photon d'annonce. Cela implique qu'il y a eu préservation des corrélations de l'état intriqué après conversion plasmonique. Dans le cas d'un mélange statistique de paires, les taux de comptage annoncés en sortie de l'interféromètre plasmonique ne présentent pas de franges en fonction de la mesure projective sur le photon d'annonce. Lorsque la source que nous utilisons est réglée pour générer un état maximalement intriqué ($S=2.39$), nous observons des interférences annoncées en sortie de l'interféromètre plasmonique dont le contraste est maximum pour une mesure projective dans la base $\{|D\rangle, |A\rangle\}$. Ces interférences disparaissent lorsque la mesure projective sur le photon d'annonce se fait dans la base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$. Les mesures des visibilités des interférences en fonction de l'angle α sont en bon accord avec la probabilité établie théoriquement pour un état intriqué. En tenant en compte le déséquilibre en amplitude entre les bras de l'interféromètre, nous avons pu affiner notre modèle théorique et ajuster une fonction au plus près des données expérimentales et en accord avec la réalité expérimentale. Nous observons également que la visibilité des interférences se dégrade continûment en fonction du degré d'indiscernabilité temporelle des paires de photons, traduisant le passage d'un état maximalement intriqué vers un mélange statistique de paire.

5.2.4 Caractérisation de l'état intriqué dans l'interféromètre plasmonique

Nous avons montré dans la section précédente les effets de l'intrication photon-plasmon à partir d'interférences plasmoniques déterminées par une mesure projective sur le photon intriqué. Nous souhaitons maintenant déterminer la forme de l'état en fin d'expérience (considéré pur) après le passage par les modes plasmoniques. Pour cela, nous allons utiliser les mesures des franges après l'interféromètre pour qualifier l'état intriqué final.

Analyse de l'état en fin d'expérience

La caractérisation complète de l'état en sortie de l'interféromètre nécessite en principe de déterminer la matrice densité de l'état par tomographie quantique (150). Dans le contexte de la fin de thèse, nous nous sommes contentés de caractériser l'état en sortie de l'interféromètre en supposant l'état entièrement pur. Nous avons vérifié dans la section précédente que la source produisait un état intriqué avec un paramètre de Bell de $S=2.39$. Nous faisons à présent l'hypothèse qu'il n'y a pas eu de processus de décohérence entre la source et la sortie de l'interféromètre et que l'état observé au travers de l'interféromètre reste pur. Il s'écrit alors sous la forme :

$$|\psi\rangle = \beta|HV\rangle + \gamma|VH\rangle \quad (5.39)$$

où β et γ sont des coefficients complexes qui traduisent les amplitudes de probabilité des états paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$ et qui peuvent être en principe différents de celles de l'état intriqué mesuré avant le passage de l'interféromètre. Nous voulons mesurer les coefficients β et γ afin de voir si le passage par les plasmons de surface a altéré ces paramètres.

Nous cherchons la probabilité $P(H_{\alpha}, 1_c, 0_d) = |\langle 1_c, 0_d | \langle H_{\alpha} | \psi \rangle|^2$ de détecter des coups sur la voie A (mode c de la séparatrice plasmonique) annoncés par l'APD C afin de pouvoir confronter cette probabilité aux taux de comptage annoncés mesurés en sortie de l'interféromètre.

A l'aide de l'expression (5.39), des relations de la séparatrice plasmonique (5.22), et des relations du polariseur (5.8) et (5.9), on écrit :

$$\begin{aligned} P(H_{\alpha_1}, 1_c, 0_d) &= \frac{1}{|K|^2} |\langle 1_c, 0_d | \langle H_{\alpha} | (\beta \cos(\alpha) [t|1_c, 0_d\rangle - r|0_c, 1_d\rangle] \\ &\quad + \gamma \sin(\alpha) [-r|1_c, 0_d\rangle + t|0_c, 1_d\rangle] e^{ik\delta_{MZ}}|^2 \\ &= \frac{1}{|K|^2} |\beta \cos(\alpha)t - \gamma \sin(\alpha)r e^{ik\delta_{MZ}}|^2 \end{aligned} \quad (5.40)$$

où r et t sont les coefficients de réflexion et de transmission de la séparatrice plasmonique et sont considérés symétriques pour les deux voies d'entrée de la séparatrice.

Les coefficients complexes β et γ peuvent s'écrire également : $\beta = |\beta|e^{i\phi_{\beta}}$ et $\gamma = |\gamma|e^{i\phi_{\gamma}}$.

A partir des taux de comptage à $\alpha = 0$ ($|H_1\rangle$) et $\alpha = \pi/2$ ($|V_1\rangle$), nous pouvons en déduire l'amplitude relative des paires $|HV\rangle$ et $|VH\rangle$, c'est-à-dire : γ/β .

En effet les taux de comptage sont liés aux probabilités $P(H_1, 1_c, 0_d)$, $P(H_1, 0_c, 1_d)$, $P(V_1, 1_c, 0_d)$ et $P(V_1, 0_c, 1_d)$ de la façon suivante :

$$\alpha = 0 \rightarrow n_{A/C} = P(H_1, 1_c, 0_d) \propto |\beta|^2 \quad (5.41)$$

$$\alpha = 0 \rightarrow n_{B/C} = P(H_1, 0_c, 1_d) \propto |\beta|^2 \quad (5.42)$$

$$\alpha = \pi/2 \rightarrow n_{A/C} = P(V_1, 1_c, 0_d) \propto |\gamma|^2 \quad (5.43)$$

$$\alpha = \pi/2 \rightarrow n_{B/C} = P(V_1, 0_c, 1_d) \propto |\gamma|^2 \quad (5.44)$$

On a donc :

$$\frac{n_{A/C}(\alpha = \pi/2)}{n_{A/C}(\alpha = 0)} = \left| \frac{\gamma}{\beta} \right|^2 = \left| \frac{\gamma}{\beta} \right|^2 \quad (5.45)$$

$$\frac{n_{B/C}(\alpha = \pi/2)}{n_{B/C}(\alpha = 0)} = \left| \frac{\gamma}{\beta} \right|^2 \quad (5.46)$$

Les taux moyens mesurés pour ces deux angles du polariseur sont donnés dans le tableau 5.4.

Angles des polariseurs	$n_{A/C}$	Ecart type voie A	$n_{B/C}$	Ecart type voie B
$\alpha = 0$	103cp/s	13cp/s	79 cp/s	11cp/s
$\alpha = \pi/2$	46cp/s	10cp/s	41cp/s	9cp/s

TABLE 5.4 – *Taux de comptage individuels mesurés en sortie de l'interféromètre avec $S=2.39$ pour les angles $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi/2$.*

On en déduit les valeurs des amplitudes relatives pour les taux $n_{A/C}$ et $n_{B/C}$ et on trouve que $|\frac{\gamma}{\beta}| = 0.67 \pm 0.17$ pour la voie A et $|\frac{\gamma}{\beta}| = 0.72 \pm 0.18$ pour la voie B. On retrouve les valeurs du déséquilibre constaté dans la partie fibrée de l'interféromètre.

Pour compléter la caractérisation de l'état en sortie de l'interféromètre, il nous reste maintenant à déterminer le déphasage entre les deux paires. Nous pouvons le déduire du taux de comptage en sortie de l'interféromètre pour $\alpha = \pm\pi/4$ qui est de la forme $\propto |\gamma t e^{ik\delta_{MZ}} \pm \beta r|^2$. Nous pouvons simplifier l'expression du taux en considérant que notre séparatrice plasmonique a été conçue pour satisfaire $|r| = |t|$ et $\phi_r - \phi_t = \pi/2$. Le taux de comptage se réécrit :

$$P(D_1, 1_c, 0_d) \propto ||\beta| + |\gamma|e^{ik\delta_{MZ} + i\pi/2 + i(\phi_\gamma - \phi_\beta)}|^2 \quad (5.47)$$

Le terme oscillant dépend de la phase de l'exponentielle $k\delta_{MZ} + \pi/2 + (\phi_\gamma - \phi_\beta)$. Dans notre expérience nous sommes en mesure de faire varier la différence de marche δ_{MZ} , de sorte que l'on peut déduire le déphasage $\phi_\gamma - \phi_\beta$ de la phase à l'origine de nos interférences. Cette phase à l'origine ne dépend que de l'état de la source puisqu'elle ne dépend que de γ et de β . Ainsi, en faisant interférer un laser dans notre interféromètre, cette phase à l'origine n'apparaît pas dans l'interférogramme du laser. Nous pouvons donc nous servir des interférences d'un laser comme référence de phase pour évaluer le déphasage apporté par notre état intriqué. Pour réaliser les deux mesures de façon simultanée, nous utilisons la sélection des taux de comptage en sortie de l'interféromètre par le photon d'annonce pour mesurer les interférences de l'état intriqué et nous mesurons les taux de comptage simples pour obtenir les interférences du laser (à condition que le flux soit suffisamment grand devant le flux de la source de intriquée) lorsque le système n'est pas post-sélectionné par le photon d'annonce.

En pratique, nous avons donc superposé aux chemins des photons intriqués, un faisceau laser atténué comme indiqué sur le schéma de la figure 5.15. Nous avons ajusté l'intensité du laser de façon à ne pas dégrader les taux annoncés tout en gardant suffisamment de signal en fin d'interféromètre pour ne pas être perturbé par les interférences de la source intriquée. Les taux de comptage annoncés en sortie de l'interféromètre issus de la source de photons intriqués étant de l'ordre de ~ 60 cp/s, nous avons choisi de régler l'intensité du laser d'annonce pour un taux de $\sim 5 \times 10^5$ cp/s sur l'APD C, ce qui correspond à un taux de ~ 500 sur les APD A et B. Ainsi, les taux de comptage annoncés en sortie de l'interféromètre pour le laser devraient être de l'ordre de $\sim 2.5 \times 10^8 \times \Delta T \sim 2.5$ (où $\Delta T = 10$ ns est la résolution temporelle de la fenêtre de coïncidence). Comme 2.5cp/s est négligeable devant 60cp/s, les taux annoncés de la source intriquée ne sont pas altérés par le signal laser. De plus, les taux de comptage laser non annoncés en sortie de

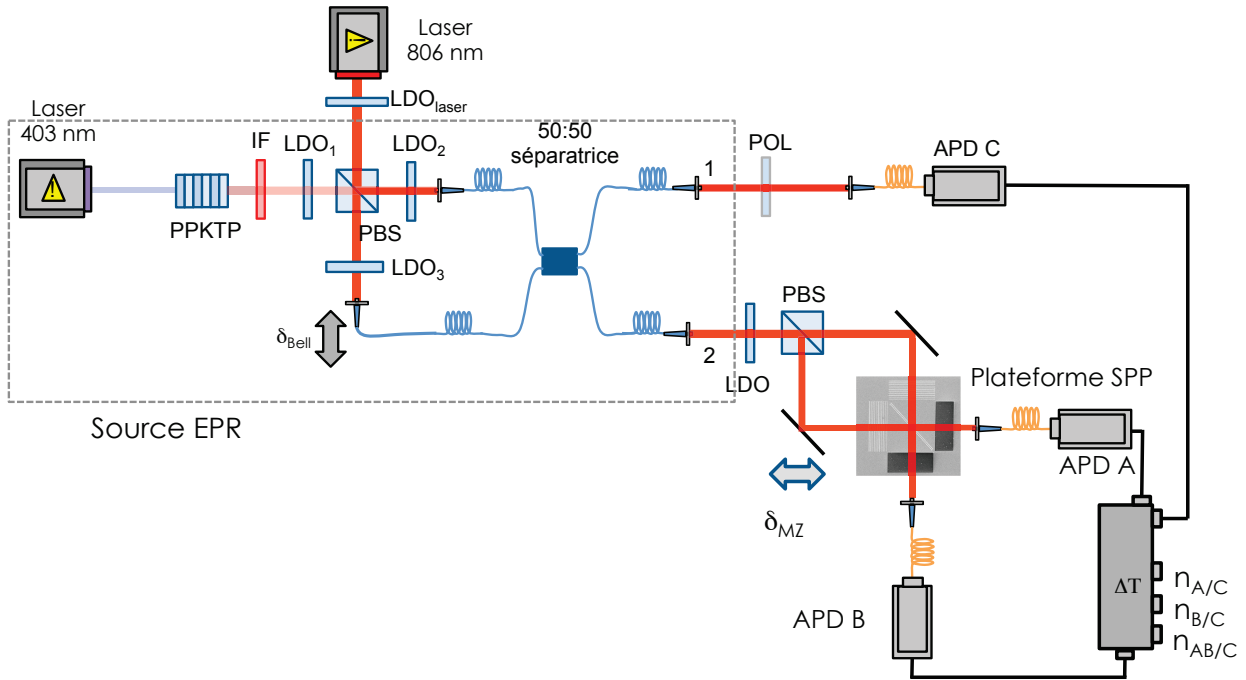


FIGURE 5.15 – Montage expérimental pour la caractérisation de la phase de l'état intriqué. Il s'agit du même montage optique que celui de la section précédente à la différence près que nous avons rajouté un laser à ~ 806 nm en amont du montage afin de superposer les faisceaux de la source de photons intriqués avec le faisceau issu de ce dernier.

l'interféromètre étant de l'ordre de ~ 500 cp/s, nous pourrions négliger l'effet des interférences de la source (~ 60 cp/s) sur ces derniers. Nous utilisons ainsi la mesure projective sur les taux en sortie de l'interféromètre pour ne sélectionner que les interférences issues de notre source. Nous venons de réaliser cette mesure et avons observé une opposition de phase entre l'interférogramme du laser et celui de la source intriquée. Ce résultat semble indiquer que le déphasage $\phi_\gamma - \phi_\beta$ est de l'ordre de π . On retrouve donc que l'état vu au travers de l'interféromètre est bien de la forme $K(|HV\rangle - |VH\rangle)$. Pour donner une valeur plus fiable du déphasage observé, nous sommes encore en train d'améliorer la prise de mesure et le traitement des données bruitées.

Nous avons cependant déjà montré que si notre état était pur et vérifiait les corrélations expérimentales mesurées, il s'agissait alors forcément d'un état intriqué dont la phase est proche de π . Cette information est suffisante à ce stade pour dire que l'intrication du photon corrobore avec le plasmon au niveau de la plateforme plasmonique a eu lieu et que ceci a permis de préserver l'intrication en sortie de l'interféromètre.

5.3 Résumé

Nous avons mis en place une source de photons intriqués par post-sélection des paires émises par fluorescence paramétrique dans un cristal. Nous avons affiné le réglage et notamment l'indiscernabilité temporelle des paires en utilisant le test des polariseurs diagonaux. Puis nous avons finalement évalué la qualité de l'intrication obtenue en effectuant le test des inégalités de Bell sur

notre source. Nous avons obtenu un paramètre de Bell de 2.38 ± 0.03 .

Nous avons ensuite envoyé un des photons de la paire (le photon test) vers un interféromètre semi-plasmonique. Dans les bras de l'interféromètre, les modes photoniques sont convertis en modes plasmoniques qui interfèrent au niveau d'une séparatrice plasmonique. Les modes plasmoniques sont convertis en modes photoniques afin d'être détectés par des modules de comptage de photons. L'autre photon (le photon corroboratif) est envoyé sur un polariseur puis détecté ensuite. Nous avons réalisé des mesures corrélées entre les sorties de l'interféromètre et la détection d'un photon sur la voie corroborative. Ces mesures ont révélé l'apparition et la disparition d'interférences plasmoniques en fonction de la projection de la polarisation du photon corroboratif. Ce résultat ne peut être expliqué par un mélange statistique de paires, mais il l'est dans le cas d'un état où les photons et les plasmons sont intriqués.

Nous montrons également que si l'on considère que l'état en sortie de l'interféromètre est un état pur, nos résultats d'interférences impliquent alors que celui-ci est forcément sous la forme d'un état intriqué. De plus, nous avons mesuré expérimentalement le déphasage entre les deux paires de l'état intriqué en mesurant le déphasage induit sur les taux de comptage en sortie de l'interféromètre par rapport aux interférences obtenues pour un champ classique de laser. Nous avons ainsi pu prouver que l'état était de la forme $|\psi^-\rangle$.

En résumé, les interférences plasmoniques annoncées montrent que l'intrication a été préservée en sortie de l'expérience après conversion plasmonique. Une étude plus approfondie de l'état vu au travers de l'interféromètre (considéré pur) a été menée. Une mesure de la matrice densité de l'état permettrait encore de compléter la caractérisation de l'état en fin d'expérience.

En cette fin de thèse, Benjamin Vest (post-doctorant depuis novembre 2015) m'a aidée à acquérir et traiter les toutes dernières mesures de ce chapitre.

Conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons présenté deux expériences de plasmonique quantique : la démonstration directe de la dualité onde-corpuscule d'un plasmon de surface unique ainsi que l'intrication d'un photon avec un plasmon. Nous avons développé les éléments essentiels à l'élaboration de telles mesures. En particulier, nous avons conçu, développé et caractérisé une plateforme plasmonique permettant la conversion photon-plasmon, la superposition de modes plasmoniques au niveau d'une séparatrice plasmonique et le découplage de plasmons en photons. Nous avons également construit une source de photons uniques annoncés et nous avons mis au point une source de photons intriqués en polarisation post-sélectionnés par mesure projective. Les mesures de corrélations indispensables à la mise en évidence des phénomènes quantiques ont nécessité la mise au point d'un système d'acquisition et de traitement des données approprié. La mise en commun de toutes ces différentes briques élémentaires a mené au succès de ces expériences.

Nous avons ainsi montré le caractère corpusculaire du plasmon en mesurant une valeur de la fonction d'autocorrélation en intensité à retard nul $g^{(2)}(0)$ de 0.03 ± 0.06 . Puis nous avons démontré la nature ondulatoire du plasmon de surface en obtenant des interférences à un plasmon unique avec des visibilités atteignant 79%. Ce travail a donné lieu à un article publié dans la revue *Science Advances* (20). Nous avons ensuite mis en évidence les effets de l'intrication d'un photon avec un plasmon. Pour cela, nous utilisons une source de photons intriqués en polarisation et séparons les paires afin d'envoyer le photon d'annonce vers un polariseur et le photon test vers un interféromètre de Mach-Zehnder semi-plasmonique dont la première séparatrice est un cube séparateur de polarisation et la deuxième est une séparatrice plasmonique. Si le photon d'annonce est mesuré selon la polarisation horizontale ou verticale, alors le photon ne passe que dans un seul bras de l'interféromètre, est converti en plasmon puis ne génère aucune interférence au niveau de la séparatrice plasmonique. En revanche, si le photon d'annonce est mesuré selon une polarisation diagonale ou anti-diagonale, les deux voies de l'interféromètre sont excitées, puis les modes sont convertis en plasmons et génèrent des interférences au niveau de la séparatrice plasmonique dont le contraste peut atteindre $53 \pm 10\%$. Ce travail donne lieu à la rédaction d'un second article.

Bien que les résultats obtenus pour chacune des expériences soient suffisamment convaincants pour mettre en évidence les phénomènes souhaités, de nombreux points peuvent encore être améliorés sur le montage optique, comme il l'a été mentionné dans le manuscrit. Pour en reprendre quelques uns, nous mentionnerons que l'instabilité de notre interféromètre constitue, à notre niveau, le plus grand facteur limitant dans l'élaboration d'expériences similaires plus complexes. La qualité de l'indiscernabilité de la source de paires peut également être améliorée par un travail de remise

en forme du faisceau de pompe, d'alignement du waist incident dans le cristal et d'affinement de l'accord de phase. Le paramètre le plus critique pour ce type d'expériences étant le rapport signal à bruit, il est crucial de l'améliorer en utilisant des dépôts d'or de meilleure qualité et/ou en améliorant la collection du signal en sortie de l'échantillon plasmonique.

Dans ce manuscrit, nous avons démontré la possibilité de réaliser un circuit plasmonique permettant de préserver les propriétés quantiques des plasmons de surface. Cette plateforme plasmonique constitue un avancement dans le développement de systèmes intégrés pour les technologies utilisant les opportunités offertes par la physique quantique. D'autres recherches et développements sont menés, utilisant les plasmons comme catalyseur de l'interaction entre un émetteur unique et le champ (15). De nombreux efforts sont fournis afin d'améliorer l'interaction de l'émetteur avec les modes plasmoniques et de contrôler l'émission de ce dernier (94; 95). Les interactions lumière-matière peuvent encore être explorées en excitant les modes collectifs de plusieurs émetteurs uniques en interaction avec le champ plasmonique. L'interaction cohérente avec deux émetteurs uniques permettent aussi d'observer des comportements fortement non linéaires déclenchés par des énergies extrêmement faibles de l'ordre de quelques photons incidents. Ceci ouvre la porte au développement de dispositifs technologiques permettant l'élaboration de fonctions indispensables à la programmation de l'information quantique.

Comme nous avons pu le voir, l'étude des plasmons de surface et de leur potentiel dans les interactions à l'échelle quantique est un domaine très récent et relativement vaste qui recèle encore de nombreux défis et fait poindre de belles promesses.

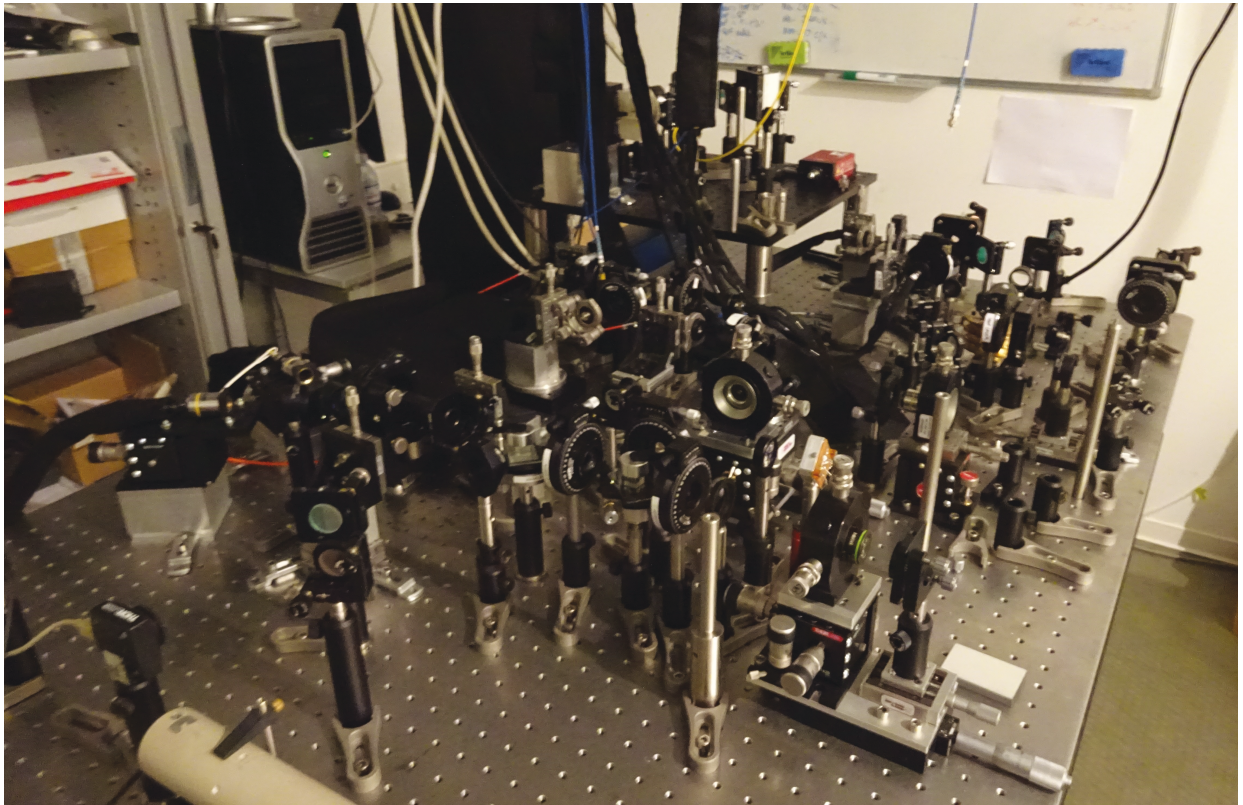


FIGURE 5.16 – Photographie du montage expérimental complet.

Appendices

Annexe A

Lien entre les pertes et les phases des facteurs r et t

Dans le cas des séparatrices sans perte, la conservation de l'énergie sur séparatrice impose la relation suivante sur les champs :

$$|E_1|^2 + |E_2|^2 = |E_3|^2 + |E_4|^2 \quad (\text{A.1})$$

Or, $E_3 = tE_1 + rE_2$ et $E_4 = rE_1 + tE_2$, l'équation (A.1) s'écrit alors :

$$|E_1|^2 + |E_2|^2 = |E_3|^2 + |E_4|^2$$
$$|E_1|^2 + |E_2|^2 = (|t|^2 + |r|^2)|E_1|^2 + (|r|^2 + |t|^2)|E_2|^2 + 2 * \mathcal{Re}\{(t^*r + r^*t)E_1^*E_2\} \quad (\text{A.2})$$

$$(\text{A.3})$$

Comme la séparatrice n'a pas de pertes, on a $|r|^2 + |t|^2 = 1$ et éq. (A.1) devient :

$$2 * \mathcal{Re}\{(t^*r + r^*t)E_1^*E_2\} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Comme cette expression doit être valable pour tout champs E_1, E_2 non nuls, on a donc :

$$|t||r|\mathcal{Re}\{(e^{i(\phi_t - \phi_r)} + e^{-i(\phi_t - \phi_r)})\} = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$2|t||r|\cos(\phi_t - \phi_r) = 0 \quad (\text{A.6})$$

Pour $|r| \neq 0$ et $|t| \neq 0$ (ce qui est le cas par définition d'une séparatrice), on a : $\phi_t - \phi_r \equiv \frac{\pi}{2}[\pi]$ et $2(\phi_t - \phi_r) \equiv \pi[\pi]$. Ceci explique l'opposition de phase observées en sortie de MZ. En présence de pertes, la condition sur les termes croisés n'est plus nulle et le déphasage ϕ_{rt} peut prendre n'importe quelle valeur. En variant les paramètres de la structure, nous modulons les pertes et adaptons le déphasage à notre guise.

Annexe B

Constantes et abréviations

Constante	Signification	Valeur	Unité
c	Vitesse de la lumière dans le vide	299 792 458	m.s^{-1}
h	Constante de Planck	6.626×10^{-34}	J.s^{-1}
\hbar	$h/(2\pi)$	1.055×10^{-34}	J.s^{-1}
ϵ_0	Permittivité du vide	8.854×10^{-12}	$\text{A}^2.\text{s}^4.\text{kg}^{-1}.\text{m}^{-3}$
μ_0	Perméabilité du vide	$4\pi 10^{-7}$	$\text{kg.m.A}^{-2}\text{s}^{-2}$

TABLE B.1 – *Constantes*

Abréviation	Signification
A	Anti-diagonale (polarisation)
cp/s	Unité : coups par seconde
D	Diagonale (polarisation)
H	Horizontale (polarisation)
HBT	Hanbury Brown et Twiss
HOM	Hong-Ou-Mandel
LDO	Lame demi-onde
MZ	Mach-Zehnder
PBS	Cube séparateur de polarisation
POL	Polariseur
V	Verticale (polarisation)
SPP	Plasmon polariton de surface

TABLE B.2 – *Abréviations.*
lexique

Références

- [1] J. L. O’Brien, A. Furusawa, and J. Vučković, “Photonic quantum technologies,” *Nat. Photonics* **3**, 687–695 (2010).
- [2] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, “Quantum cryptography,” *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145–195 (2002).
- [3] C. H. Bennett and D. P. DiVincenzo, “Quantum information and computation,” *Nature* **404**, 247–255 (2000).
- [4] H. J. Kimble, “The quantum internet,” *Nature* **453**, 1023–1030 (2008).
- [5] P. Goy, J. Raimond, M. Gross, and S. Haroche, “Observation of Cavity-Enhanced Single-Atom Spontaneous Emission,” *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1903–1906 (1983).
- [6] L. Novotny and N. V. Hulst, “Antennas for light,” *Nat. Photonics* **5**, 83–89 (2011).
- [7] M. Pelton, “Modified spontaneous emission in nanophotonic structures,” *Nat. Photonics* **9**, 427–435 (2015).
- [8] M. Tame, K. McEnery, K. Özdemir, J. Lee, S. A. Maier, and M. S. Kim, “Quantum plasmonics,” *Nat. Phys.* **9**, 329–340 (2013).
- [9] D. Pines, *Elementary Excitations in Solids : Lectures on Protons, Electrons and Plasmons* (1999).
- [10] V. Akimov, A. Mukherjee, C. L. Yu, D. E. Chang, S. Zibrov, P. R. Hemmer, H. Park, and M. D. Lukin, “Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots,” *Nature* **450**, 402–406 (2007).
- [11] E. Altewischer, M. Van Exter, and J. Woerdman, “Plasmon-assisted transmission of entangled photons,” *Nature* **418**, 304–306 (2002).
- [12] S. Fasel, F. Robin, E. Moreno, D. Erni, N. Gisin, and H. Zbinden, “Energy-time entanglement preservation in plasmon-assisted light transmission,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110501 (2005).
- [13] X. F. Ren, G. P. Guo, Y. F. Huang, C. F. Li, and G. C. Guo, “Plasmon-assisted transmission of high-dimensional orbital angular-momentum entangled state,” *Europhys. Lett.* **76**, 753–759 (2006).
- [14] J. S. Fakonas, A. Mitykova, and H. A. Atwater, “Path entanglement of surface plasmons,” *New J. Phys.* **17**, 23002 (2015).
- [15] R. Kolesov, B. Grotz, G. Balasubramanian, R. J. Stöhr, A. a. L. Nicolet, P. R. Hemmer, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, “Wave-particle duality of single surface plasmon polaritons,” *Nat. Phys.* **5**, 470–474 (2009).
- [16] R. W. Heeres, L. P. Kouwenhoven, and V. Zwiller, “Quantum interference in plasmonic circuits,” *Nat. Nanotechnol.* **8**, 719–22 (2013).

- [17] G. D. Martino, Y. Sonnefraud, M. S. Tame, F. Dieleman, S. K. Özdemir, M. S. Kim, and S. A. Maier, “Observation of Quantum Interference in the Plasmonic Hong-Ou-Mandel Effect,” *Phys. Rev. Appl.* **1**, 1–6 (2014).
- [18] Y.-J. Cai, M. Li, X.-F. Ren, C.-L. Zou, X. Xiong, H.-L. Lei, B.-H. Liu, G.-P. Guo, and G.-C. Guo, “High visibility on-chip quantum interference of single surface plasmons,” *Phys. Rev. Appl.* **2**, 014004 (2014).
- [19] G. Fujii, D. Fukuda, and S. Inoue, “Direct observation of bosonic quantum interference of surface plasmon polaritons using photon-number-resolving detectors,” *Phys. Rev. B* **085430**, 1–5 (2014).
- [20] M.-C. Dheur, E. Devaux, T. W. Ebbesen, A. Baron, J.-C. Rodier, J.-P. Hugonin, P. Lalanne, J.-J. Greffet, G. Messin, and F. Marquier, “Single-plasmon interferences,” *Sci. Adv.* **2**, e1501574 (2016).
- [21] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, “Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter : A New Light on Single-Photon Interferences.” *Europhys. Lett.* **1**, 173–179 (1986).
- [22] Hanbury, Brown, and Twiss, “A test of a new type of stellar interferometer on Sirius,” *Nature* **178**, 1046 (1956).
- [23] H. Paul, “Photon antibunching,” *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1061 (1982).
- [24] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, “Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference,” *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044–2046 (1987).
- [25] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, “Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedanken experiment : A new violation of Bell’s Inequalities,” *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91–94 (1982).
- [26] P. Lalanne and E. Silberstein, “Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems,” **25**, 1092–1094 (2000).
- [27] E. Silberstein, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, and Q. Cao, “Use of grating theories in integrated optics,” *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 2865–2875 (2001).
- [28] W. Lukosz and R. E. Kunz, “Fluorescence Lifetime of Magnetic and Electric Dipoles,” *Opt. Commun.* **20**, 195–199 (1977).
- [29] J. Aizpurua and R. Hillenbrand, *Localized surface plasmons : Basics and applications in field-enhanced spectroscopy* (Springer, 2012).
- [30] L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics* (2006).
- [31] E. M. Purcell, “Spontaneous emission probabilities at radio frequencies,” **69**, 681 (1946).
- [32] M. I. Stockman, S. V. Faleev, and D. J. Bergman, “Coherent Control of Femtosecond Energy Localization in Nanosystems,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 1–4 (2002).
- [33] M. Aeschlimann, M. Bauer, D. Bayer, T. Brixner, F. J. G. de Abajo, W. Pfeiffer, M. Rohmer, C. Spindler, and F. Steeb, “Adaptive subwavelength control of nano-optical,” *Nature* **446**, 301–304 (2007).
- [34] T. B. Hoang, G. M. Akselrod, and M. H. Mikkelsen, “Ultrafast room-temperature single photon emission from quantum dots coupled to plasmonic nanocavities,” *Nano Lett.* **16**, 270–275 (2015).

- [35] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, “Biosensing with plasmonic nanosensors.” *Nat. Mater.* **7**, 442–453 (2008).
- [36] A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky, W. Hendren, G. A. Wurtz, R. Atkinson, R. Pollard, V. A. Podolskiy, and A. V. Zayats, “Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing,” *Nat. Mater.* **8**, 867–871 (2009).
- [37] F. Peyskens, A. Dhakal, P. Van Dorpe, N. Le Thomas, and R. Baets, “Surface Enhanced Raman Spectroscopy Using a Single Mode Nanophotonic-Plasmonic Platform,” *ACS Photonics* **3**, 102–108 (2015).
- [38] M. R. Choi, K. J. Stanton-Maxey, J. K. Stanley, C. S. Levin, R. Bardhan, D. Akin, S. Badve, J. Sturgis, J. P. Robinson, R. Bashir, N. J. Halas, and S. E. Clare, “A cellular trojan horse for delivery of therapeutic nanoparticles into tumors,” *Nano Lett.* **7**, 3759–3765 (2007).
- [39] L. R. Hirsch, R. J. Stafford, J. a. Bankson, S. R. Sershen, B. Rivera, R. E. Price, J. D. Hazle, N. J. Halas, and J. L. West, “Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance.” *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **100**, 13549–54 (2003).
- [40] X. Huang, P. K. Jain, I. H. El-Sayed, and M. A. El-Sayed, “Plasmonic photothermal therapy (PPTT) using gold nanoparticles,” *Lasers Med. Sci.* **23**, 217–228 (2008).
- [41] X. Miao, B. K. Wilson, and L. Y. Lin, “Localized surface plasmon assisted microfluidic mixing Localized surface plasmon assisted microfluidic mixing,” *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008).
- [42] B. Ji, E. Giovanelli, B. Habert, P. Spinicelli, M. Nasilowski, X. Xu, N. Lequeux, J.-P. Hugonin, F. Marquier, J.-J. Greffet, and B. Dubertret, “Non-blinking quantum dot with a plasmonic nanoshell resonator,” *Nat. Nanotechnol.* **10**, 170–175 (2015).
- [43] J. Grandidier, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey, A. Dereux, J. Renger, and R. Quidant, “Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides : Figures of merit and mode characterization by image and Fourier plane leakage microscopy,” *Phys. Rev. B* **78**, 1–9 (2008).
- [44] R. F. Oulton, V. J. Sorger, D. a. Genov, D. F. P. Pile, and X. Zhang, “A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation,” *Nat. Photonics* **2**, 496–500 (2008).
- [45] S. A. Maier, P. G. Kik, and H. A. Atwater, “Optical pulse propagation in metal nanoparticle chain waveguides,” *Phys. Rev. B* **67**, 1–5 (2003).
- [46] D. J. Bergman and M. I. Stockman, “Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation : Quantum Generation of Coherent Surface Plasmons in Nanosystems,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, 027402 (2003).
- [47] P. Berini and I. De Leon, “Surface plasmon–polariton amplifiers and lasers,” *Nat. Photonics* **6**, 16–24 (2011).
- [48] J. Grandidier, A. Bouhelier, L. Markey, J.-c. Weeber, C. Finot, and A. Dereux, “Gain-Assisted Propagation in a Plasmonic Waveguide at Telecom Wavelength 2009,” *Nano Lett.* **15**, 2–6 (2009).
- [49] G. M. Akselrod, C. Argyropoulos, T. B. Hoang, C. Ciraci, C. Fang, J. Huang, D. R. Smith, and M. H. Mikkelsen, “Probing the mechanisms of large Purcell enhancement in plasmonic nanoantennas,” *Nat. Photonics* **8**, 835–840 (2014).

- [50] C. Belacel, B. Habert, F. Bigourdan, F. Marquier, J. P. Hugonin, S. Michaelis De Vasconcellos, X. Lafosse, L. Coolen, C. Schwob, C. Javaux, B. Dubertret, J. J. Greffet, P. Senellart, and a. Maitre, “Controlling spontaneous emission with plasmonic optical patch antennas,” *Nano Lett.* **13**, 1516–1521 (2013).
- [51] A. G. Curto, V. Giorgio, T. H. Taminiau, M. P. Kreuzer, R. Quidant, and N. F. Van Hulst, “Unidirectional Emission of a Quantum Dot Coupled to a Nanoantenna,” *Science* **329**, 930–933 (2010).
- [52] A. V. Krasavin, S. Randhawa, J.-s. Bouillard, J. Renger, R. Quidant, A. V. Zayats, and I. D. Ci, “photonic component for dielectric-loaded plasmonic circuitry Abstract :,” *Opt. Express* **19**, 25222–25229 (2011).
- [53] J. Berthelot, S. S. Aćimović, M. L. Juan, M. P. Kreuzer, J. Renger, and R. Quidant, “Three-dimensional manipulation with scanning near-field optical nanotweezers,” *Nat. Nanotechnol.* **9**, 295–9 (2014).
- [54] M. Kauranen and A. V. Zayats, “Nonlinear plasmonics,” *Nat. Photonics* **6**, 737–748 (2012).
- [55] I. I. Smolyaninov, A. V. Zayats, and C. C. Davis, “Near-field second harmonic generation from a rough metal surface,” *Phys. Rev. B* **56**, 9290–9293 (1997).
- [56] I. I. Smolyaninov, A. V. Zayats, A. Gungor, and C. C. Davis, “Single-Photon Tunneling via Localized Surface Plasmons,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 1–4 (2002).
- [57] I. I. Smolyaninov, A. V. Zayats, A. Stanishevsky, and C. C. Davis, “Optical control of photon tunneling through an array of nanometer-scale cylindrical channels,” *Phys. Rev. B* **66**, 1–5 (2002).
- [58] M. Ameloot, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest, “Plasmonic Ratchet Wheels : Switching Circular Dichroism by Arranging Chiral Nanostructures,” *Nano Lett.* **9**, 3945–3948 (2009).
- [59] R. Czaplicki, M. Zdanowicz, K. Koskinen, J. Laukkanen, M. Kuittinen, and M. Kauranen, “Dipole limit in second-harmonic generation from arrays of gold nanoparticles,” *Optics* **19**, 541–542 (2011).
- [60] S. Linden, F. Niesler, Y. Grynko, T. Meier, and M. Wegener, “Collective Effects in Second-Harmonic Generation from Split-Ring-Resonator Arrays,” *Phys. Rev. Lett.* **109**, 015502 (2012).
- [61] A. Boltasseva and H. A. Atwater, “Low-Loss Plasmonic Metamaterials,” *Science* **331**, 290–291 (2011).
- [62] V. M. Shalaev, “Optical negative-index metamaterials,” *Nat. Photonics* **1**, 41–48 (2007).
- [63] J. B. Pendry, “Negative Refraction Makes a Perfect Lens,” *Phys. Rev. Lett.* **85**, 0–3 (2000).
- [64] W. Cai, U. Chettiar, A. Kildishev, and V. Shalaev, “Optical cloaking with metamaterials,” *Nat. Photonics* **1**, 224 (2007).
- [65] M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant, “Plasmon nano-optical tweezers,” *Nat. Photonics* **5**, 349–356 (2011).
- [66] A. Cuche, O. Mahboub, E. Devaux, C. Genet, and T. W. Ebbesen, “Plasmonic coherent drive of an optical trap,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 026801 (2012).

- [67] R. J. Glauber, “The Quantum Theory of Optical Coherence,” *Phys. Rev.* **130**, 2529–2539 (1963).
- [68] J. L. O’Brien, G. J. Pryde, a. G. White, T. C. Ralph, and D. Branning, “Demonstration of an all-optical quantum controlled-NOT gate.” *Nature* **426**, 264–267 (2003).
- [69] A. K. Ekert, “Quantum cryptography based on Bell’s theorem,” *Phys. Rev. Lett.* **67**, 661–663 (1991).
- [70] J. S. Bell, “On the Einstein Podolsky Rosen paradox,” *Physics (N.Y)* **1**, 195 (1965).
- [71] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (Clarendon Press, Oxford, 1983).
- [72] T. Pittman, D. Strekalov, a. Migdall, M. Rubin, A. Sergienko, and Y. Shih, “Can Two-Photon Interference be Considered the Interference of Two Photons?” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1917–1920 (1996).
- [73] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be considered complete?” *Phys. Rev.* **47**, 777–780 (1935).
- [74] J. F. Clauser, M. a. Horne, A. Shimony, and R. a. Holt, “Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories,” *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880–884 (1969).
- [75] D. E. Chang, V. Vuletić, and M. D. Lukin, “Quantum nonlinear optics — photon by photon,” *Nat. Photonics* **8**, 685–694 (2014).
- [76] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu, and a. Imamoglu, “Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot–cavity system,” *Nature* **445**, 896–899 (2007).
- [77] Y.-M. He, Y. He, Y.-J. Wei, D. Wu, M. Atatüre, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan, “On-demand semiconductor single-photon source with near-unity indistinguishability,” *Nat. Nanotechnol.* **8**, 213–217 (2013).
- [78] J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne, and J.-M. Gérard, “A highly efficient single-photon source base on a quantum dot in a photonic nanowire,” *Nat. Photonics* **4**, 174–177 (2010).
- [79] M. E. Reimer, G. Bulgarini, N. Akopian, M. Hocevar, M. B. Bavinck, M. A. Verheijen, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, and V. Zwiller, “Bright single-photon sources in bottom-up tailored nanowires.” *Nat. Commun.* **3**, 737 (2012).
- [80] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaître, and P. Senellart, “Bright solid-state sources of indistinguishable single photons.” *Nat. Commun.* **4**, 1425 (2013).
- [81] V. Giesz, O. Gazzano, A. K. Nowak, S. L. Portalupi, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, and P. Senellart, “Influence of the Purcell effect on the purity of bright single photon sources,” *Appl. Phys. Lett.* **103**, 033113 (2013).
- [82] N. Somaschi, V. Giesz, L. D. Santis, J. C. Loredó, M. P. Almeida, and G. Hornecker, “Near-optimal single-photon sources in the solid-state,” *ArXiv p.* 1510.06499 (2016).
- [83] V. Loo, C. Arnold, O. Gazzano, A. Lemaître, I. Sagnes, O. Krebs, P. Voisin, P. Senellart, and L. Lanco, “Optical Nonlinearity for Few-Photon Pulses on a Quantum Dot-Pillar Cavity Device,” *Phys. Rev. Lett.* **109**, 166806 (2012).

- [84] H. Altug, D. Englund, and J. Vučković, “Ultrafast photonic crystal nanocavity laser,” *Nat. Phys.* **2**, 484–488 (2006).
- [85] J. J. Hopfield, “Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystal,” *Phys. Rev.* **112**, 1555–1567 (1958).
- [86] J. M. Elson and R. H. Ritchie, “Photon interactions at a rough metal surface,” *Phys. Rev. B* **4**, 4129–4138 (1971).
- [87] B. Huttner and S. M. Barnett, “Quantization of the electromagnetic field in dielectrics,” *Phys. Rev. A* **46**, 1555–1567 (1992).
- [88] T. G. Philbin, “Canonical quantization of macroscopic electromagnetism,” *New J. Phys.* **12**, 123008 (2010).
- [89] A. Archambault, F. Marquier, J.-J. Greffet, and C. Arnold, “Quantum theory of spontaneous and stimulated emission of surface plasmons,” *Phys. Rev. B* **82**, 035411 (2010).
- [90] B. J. C. Ndukaife and M. Vladimir, “Plasmonics—turning loss into gain,” *Science* (80-.). **351**, 334–335 (2016).
- [91] G. Robb, “Graphene plasmonics : Ultra-tunable graphene light source,” *Nat. Photonics* **10**, 3–4 (2015).
- [92] N. P. de Leon, B. J. Shields, C. L. Yu, D. E. Englund, A. V. Akimov, M. D. Lukin, and H. Park, “Tailoring Light-Matter Interaction with a Nanoscale Plasmon Resonator,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 226803 (2012).
- [93] G. Zengin, G. Johansson, P. Johansson, T. J. Antosiewicz, M. Käll, and T. Shegai, “Approaching the strong coupling limit in single plasmonic nanorods interacting with J-aggregates,” *Sci. Rep.* **3**, 3074 (2013).
- [94] F. Bigourdan, F. Marquier, J.-P. Hugonin, and J.-J. Greffet, “Design of highly efficient metallo-dielectric patch antennas for single-photon emission.” *Opt. Express* **22**, 2337–47 (2014).
- [95] T. B. Hoang, G. M. Akselrod, C. Argyropoulos, J. Huang, D. R. Smith, and M. H. Mikkelsen, “Ultrafast spontaneous emission source using plasmonic nanoantennas.” *Nat. Commun.* **6**, 7788 (2015).
- [96] R. Faggiani, J. Yang, and P. Lalanne, “Quenching, Plasmonic, and Radiative Decays in Nanogap Emitting Devices,” *ACS Photonics* **2**, 1739–1744 (2015).
- [97] J. Yang, R. Faggiani, and P. Lalanne, “Light emission in nanogaps : overcoming quenching,” *Nanoscale Horizons* **1**, 11–13 (2016).
- [98] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaître, and P. Senellart, “Single photon source using confined Tamm plasmon modes,” *Appl. Phys. Lett.* **100**, 232111 (2012).
- [99] K. Santhosh, O. Bitton, L. Chuntonov, and G. Haran, “Vacuum Rabi splitting in a plasmonic cavity at the single quantum emitter limit,” *ArXiv* p. 1511.00263 (2015).
- [100] D. E. Chang, A. S. Sørensen, E. a. Demler, and M. D. Lukin, “A single-photon transistor using nanoscale surface plasmons,” *Nat. Phys.* **3**, 807–812 (2007).
- [101] P. Kolchin, R. F. Oulton, and X. Zhang, “Nonlinear Quantum Optics in a Waveguide : Distinct Single Photons Strongly Interacting at the Single Atom Level,” *Phys. Rev. Lett.*

- 106**, 113601 (2011).
- [102] D. Dzsotjan, J. Kästel, and M. Fleischhauer, “Dipole-dipole shift of quantum emitters coupled to surface plasmons of a nanowire,” *Phys. Rev. B* **84**, 1–6 (2011).
 - [103] M. Otten, R. a. Shah, N. F. Scherer, M. Min, M. Pelton, and S. K. Gray, “Entanglement of two, three, or four plasmonically coupled quantum dots,” *Phys. Rev. B* **92**, 125432 (2015).
 - [104] C. Stehle, H. Bender, C. Zimmermann, D. Kern, M. Fleischer, and S. Slama, “Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms,” *Nat. Photonics* **5**, 494–498 (2011).
 - [105] T. W. Ebbesen, C. Genet, and S. I. Bozhevolnyi, “Surface-plasmon circuitry,” *Phys. Today* **61**, 44–50 (2008).
 - [106] A. Cuche, O. Mollet, A. Drezet, and S. Huant, ““Deterministic” Quantum Plasmonics,” *Nano Lett.* **10**, 4566–4570 (2010).
 - [107] K. Hassan, J.-C. Weeber, L. Markey, A. Dereux, A. Pitiakis, O. Tsilipakos, and E. E. Kriezis, “Thermo-optic plasmo-photonic mode interference switches based on dielectric loaded waveguides,” *Appl. Phys. Lett.* **99**, 241110 (2011).
 - [108] R. W. Heeres, S. N. Dorenbos, B. Koene, G. S. Solomon, L. P. Kouwenhoven, and V. Zwiller, “On-Chip Single Plasmon Detection,” *Nano Lett.* **10**, 661–664 (2010).
 - [109] A. Huck, S. Kumar, A. Shakoor, and U. L. Andersen, “Controlled Coupling of a Single Nitrogen-Vacancy Center to a Silver Nanowire,” *Phys. Rev. Lett.* **106**, 096801 (2011).
 - [110] T. Holmgaard, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, and A. Dereux, “Dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides at telecommunication wavelengths : Excitation and characterization,” *Appl. Phys. Lett.* **92**, 011124 (2008).
 - [111] A. Hohenau, J. R. Krenn, A. L. Stepanov, A. Drezet, H. Ditlbacher, B. Steinberger, A. Leitner, and F. R. Aussenegg, “Dielectric optical elements for surface plasmons,” **30**, 893–895 (2005).
 - [112] T. Wang, E. Boer-Duchemin, G. Comtet, E. Le Moal, G. Dujardin, a. Drezet, and S. Huant, “Plasmon scattering from holes : from single hole scattering to Young’s experiment.” *Nanotechnology* **25**, 125202 (2014).
 - [113] T. Wang, G. Comtet, E. L. Moal, G. Dujardin, A. Drezet, S. Huant, and E. Boer-duchemin, “Temporal coherence of propagating surface plasmons,” *Opt. Lett.* **39**, 6679–6682 (2014).
 - [114] J. C. Weeber, M. U. González, a. L. Baudrion, and a. Dereux, “Surface plasmon routing along right angle bent metal strips,” *Appl. Phys. Lett.* **87**, 1–3 (2005).
 - [115] C.-L. Zou, F.-W. Sun, C.-H. Dong, X.-F. Ren, J.-M. Cui, X.-D. Chen, Z.-F. Han, and G.-C. Guo, “Broadband integrated polarization beam splitter with surface plasmon,” *Opt. Lett.* **36**, 3630 (2011).
 - [116] F. Lou, D. Dai, and L. Wosinski, “Ultracompact polarization beam splitter based on a dielectric-hybrid plasmonic-dielectric coupler.” *Opt. Lett.* **37**, 3372–4 (2012).
 - [117] A. L. Falk, F. H. L. Koppens, C. L. Yu, K. Kang, N. de Leon Snapp, A. V. Akimov, M.-H. Jo, M. D. Lukin, and H. Park, “Near-field electrical detection of optical plasmons and single-plasmon sources,” *Nat. Phys.* **5**, 475–479 (2009).

- [118] C. Lee, F. Dieleman, J. Lee, C. Rockstuhl, S. Maier, and M. Tame, “Quantum plasmonic sensing : beyond the shot-noise and diffraction limit,” ArXiv p. 1601.00017 (2016).
- [119] W. P. Halperin, “Quantum size effects in metal particles,” *Rev. Mod. Phys.* **58**, 533 (1986).
- [120] J. A. Scholl, A. L. Koh, and J. A. Dionne, “Quantum plasmon resonances of individual metallic nanoparticles,” *Nature* **483**, 421–427 (2012).
- [121] E. Prodan and P. Nordlander, “Structural tunability of the plasmon resonances in metallic nanoshells,” *Nano Lett.* **3**, 543–547 (2003).
- [122] J. Zuloaga, E. Prodan, and P. Nordlander, “Quantum description of the plasmon resonances of a nanoparticle dimer,” *Nano Lett.* **9**, 887–891 (2009).
- [123] R. Esteban, A. G. Borisov, P. Nordlander, and J. Aizpurua, “Bridging quantum and classical plasmonics with a quantum-corrected model,” *Nat. Commun.* **3**, 825 (2012).
- [124] L. Wu, H. Duan, P. Bai, M. Bosman, J. K. W. Yang, and E. Li, “Fowler - Nordheim tunneling induced charge transfer plasmons between nearly touching nanoparticles,” *ACS Nano* **7**, 707–716 (2013).
- [125] D. C. Marinica, M. Zapata, P. Nordlander, A. K. Kazansky, P. M. Echenique, J. Aizpurua, and a. G. Borisov, “Active quantum plasmonics,” *Sci. Adv.* **1**, e1501095 (2015).
- [126] J. S. Fakonas, H. Lee, Y. A. Kelaita, and H. A. Atwater, “SM : Two-plasmon quantum interference,” *Nat. Photonics* **8**, 317–320 (2014).
- [127] A. Huck, S. Smolka, P. Lodahl, A. S. Sorensen, A. Boltasseva, J. Janousek, and U. L. Andersen, “Demonstration of quadrature-squeezed surface plasmons in a gold waveguide,” *Phys. Rev. Lett.* **102**, 246802 (2009).
- [128] O. Mollet, S. Huant, G. Dantelle, T. Gacoin, and A. Drezet, “Quantum plasmonics : Second-order coherence of surface plasmons launched by quantum emitters into a metallic film,” *Phys. Rev. B* **86**, 13–16 (2012).
- [129] J. S. Fakonas, H. Lee, Y. A. Kelaita, and H. A. Atwater, “Two-plasmon quantum interference,” *Nat. Photonics* **8**, 317–320 (2014).
- [130] S. Fasel, M. Halder, N. Gisin, and H. Zbinden, “Quantum superposition and entanglement of mesoscopic plasmons,” *New J. Phys.* **8**, 1–8 (2006).
- [131] J.-P. Berenger, “A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves,” **200**, 185–200 (1994).
- [132] A. Baron, E. Devaux, J.-C. Rodier, J.-P. Hugonin, E. Rousseau, C. Genet, T. W. Ebbesen, and P. Lalanne, “Compact antenna for efficient and unidirectional launching and decoupling of surface plasmons.” *Nano Lett.* **11**, 4207–12 (2011).
- [133] P. Lalanne and J.-P. Hugonin, “Interaction between optical nano-objects at metallo-dielectric interfaces,” *Nat. Phys.* **2**, 551 – 556 (2006).
- [134] S. Barnett, J. Jeffers, A. Gatti, and R. Loudon, “Quantum optics of lossy beam splitters,” *Phys. Rev. A* **57**, 2134–2145 (1998).
- [135] T. Roger, S. Vezzoli, E. Bolduc, J. Valente, J. J. F. Heitz, J. Jeffers, C. Soci, J. Leach, C. Couteau, N. I. Zheludev, and D. Faccio, “Coherent perfect absorption in deeply sub-wavelength films in the single-photon regime,” *Nat. Commun.* **6**, 1–5 (2015).

- [136] J. Jeffers, “Interference and the lossless lossy beam splitter,” *J. Mod. Opt.* **47**, 1819–1824 (2000).
- [137] C. Kuklewicz, M. Fiorentino, G. Messin, F. Wong, and J. Shapiro, “High-flux source of polarization-entangled photons from a periodically poled KTiOPO₂ parametric down-converter,” *Phys. Rev. A* **69**, 013807 (2004).
- [138] A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, and A. Zeilinger, “A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons Abstract :,” *Opt. Express* **15**, 15377–15386 (2007).
- [139] A. Ling and C. Kurtsiefer, “transverse Gaussian modes,” *Phys. Rev. A* **77** (2008).
- [140] D. A. Kleinman, “Theory of optical parametric noise,” *Phys. Rev.* **174**, 1027–1041 (1968).
- [141] R. W. Boyd, *Nonlinear optics* (Academic press, 2008), third edit ed.
- [142] Z. Ou, J.-K. Rhee, and L. Wang, “Photon bunching and multiphoton interference in parametric down-conversion,” *Phys. Rev. A* **60**, 593–604 (1999).
- [143] O. Alibart, D. B. Ostrowsky, P. Baldi, and S. Tanzilli, “High-performance guided-wave asynchronous heralded single-photon source.” *Opt. Lett.* **30**, 1539–1541 (2005).
- [144] C. Hong and L. Mandel, “Experimental realization of a localized one-photon state,” *Phys. Rev. Lett.* **56**, 58–60 (1986).
- [145] C. Sönnichsen, T. Franzl, T. Wilk, G. von Plessen, J. Feldmann, O. Wilson, and P. Mulvaney, “Drastic reduction of plasmon damping in gold nanorods.” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 077402 (2002).
- [146] D. Gottesman and I. L. Chuang, “Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations,” *Nature* **402**, 390–393 (1999).
- [147] M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko, “Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion,” *Phys. Rev. A* **50**, 5122–5133 (1994).
- [148] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao, “Observation of a “quantum eraser” : A revival of coherence in a two-photon interference experiment,” *Phys. Rev. A* **45**, 7729–7739 (1992).
- [149] R. Loudon, “Fermion and boson beam-splitter statistics,” *Phys. Rev. A* **58**, 4904–4909 (1998).
- [150] D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, and A. G. White, “Measurement of qubits,” *Phys. Rev. A* **64**, 1–15 (2001).

Titre : Expériences de plasmonique quantique : dualité onde corpuscule du plasmon de surface et intrication entre un photon et un plasmon de surface

Mots clés : plasmons de surface, optique quantique, nanostructure, intrication, dualité onde-corpuscule, décohérence

Résumé : Nous présentons deux expériences de plasmonique quantique, c'est-à-dire des expériences d'optique quantique ayant pour support des plasmons de surface. Dans la première expérience, nous montrons la dualité onde-corpuscule d'un plasmon de surface unique (20) en utilisant la démarche de l'article de Philippe Grangier, Gérard Roger et Alain Aspect (21) sur les interférences à un photon unique. Dans la deuxième expérience, nous mettons en évidence les propriétés d'intrication entre un photon et un plasmon de surface. Nous produisons des photons intriqués en polarisation et les séparons spatialement. Un photon test est envoyé vers un interféromètre de Mach-Zehnder semi-plasmonique dont la première séparatrice est un cube séparateur de polarisation dont les modes sortants sont convertis en plasmons puis recombinaison au niveau d'une séparatrice plasmonique. Sur l'autre photon de la paire (le photon d'annonce), on effectue une mesure projective de son état de polarisation et on post-sélectionne les taux de comptage mesurés en sortie d'interféromètre annoncés par les coups d'annonce. En fonction de la base de polarisation de la mesure projective (horizontale/verticale ou diagonale/anti-diagonale), un seul mode de l'interféromètre ou les deux sont excités, ce qui se traduit par l'absence ou la présence de franges plasmoniques sur les taux de comptage en sortie de l'interféromètre.

Title : Quantum plasmonics experiment : wave-particle duality of the surface plasmon and entanglement between a photon and a surface plasmon

Keywords : surface plasmons, quantum optics, nanostructure, entanglement, wave-particle duality , decoherence

Abstract : We present two quantum plasmonics experiments, namely quantum optics experiments performed on surface plasmons. In the first experiment, we show the wave-particle duality of a single surface plasmon along the same lines as the single-photon interferences experiment of Philippe Grangier, Gérard Roger and Alain Aspect (21). In the second experiment, we bring out the entanglement between a photon and a surface plasmon. We generate pairs of polarization entangled photons and separate the pair photons spatially. A former photon is sent to a semi-plasmonic Mach-Zehnder interferometer whose first beam splitter is a polarization beam splitter whose output are converted to plasmons and recombined on a plasmonic beamsplitter. A projective measurement of the polarization state of the latter photon is performed and allows to post-select the counting rates at the output of the interferometer. Depending on the polarization basis for the projective measurement (horizontal/vertical or in the diagonal/antidiagonal basis) of the heralding photon, a single mode of the interferometer or both modes are excited showing the presence or the absence of plasmonic fringes in the output heralded counting rates of the interferometer.